

Thèse de doctorat  
présentée pour obtenir le grade de  
Docteur de l'Université de Paris-Sud XI  
École Doctorale Astronomie et Astrophysique d'Ile de France  
Spécialité Physique  
préparée à l'Institut d'Astrophysique Spatiale (Orsay)

Modélisation du transfert radiatif dans  
l'atmosphère martienne pour la détermination des  
propriétés spectrales de surface et la  
caractérisation des aérosols martiens à partir des  
données OMEGA

par

Mathieu Vincendon

Thèse soutenue le 24 octobre 2008 devant le jury composé de :

M. Abergel Alain	Professeur, IAS	Président du jury
M. Drossart Pierre	Directeur de Recherche, LESIA	Rapporteur
M. Langevin Yves	Directeur de Recherche, IAS	Directeur de thèse
M. Mustard John	Professor, Brown University	Examineur
M. Schmitt Bernard	Directeur de Recherche, LPG	Examineur
M. Wolff Michael	Senior Research Scientist, SSI	Rapporteur



# Résumé

L'atmosphère de Mars contient en permanence des poussières micrométriques en suspension dont la quantité varie dans le temps et dans l'espace. Ces aérosols sont l'un des éléments clés du cycle climatologique de la planète, car ils modifient l'équilibre radiatif de l'atmosphère. La poussière atmosphérique diffuse le rayonnement solaire visible et proche infrarouge qui illumine la planète Mars. En janvier 2004, l'imageur spectral OMEGA a commencé à observer Mars dans ces domaines de longueur d'onde. L'analyse des observations réalisées par OMEGA a rapidement abouti à l'identification de nouveaux minéraux à la surface de Mars. Ces découvertes ont profondément modifié nos conceptions sur l'histoire passée de la planète. Ce travail de thèse est basé sur le développement d'un modèle de transfert radiatif de type Monte-Carlo. Ce modèle permet de séparer dans les données OMEGA la contribution des aérosols de celle de la surface. Il est utilisé pour étudier les propriétés optiques et physiques des aérosols et obtenir une meilleure compréhension des caractéristiques de la surface. Les premières applications concernent les régions polaires de Mars, pour lesquelles la contribution des aérosols est très importante compte tenu des parcours optiques élevés. Les données OMEGA sont utilisées pour caractériser les interactions saisonnières entre la poussière atmosphérique et la glace en surface, qui restaient encore mal comprises. Une méthode de cartographie de la profondeur optique de poussière est présentée au dessus des régions polaires sud recouvertes de glace de CO<sub>2</sub>. L'utilisation du modèle est ensuite étendue aux régions plus proches de l'équateur. Nous démontrons que la poussière soulevée lors de tempêtes dans ces régions ne se redépose pas de manière uniforme sur toute la planète, et nous présentons les premières applications concernant l'étude quantitative de la minéralogie de surface à partir des données OMEGA puis CRISM/MRO. Cette expérience, complémentaire d'OMEGA par ses observations à très haute résolution, a obtenu ses premières données depuis l'orbite martienne en novembre 2006.

**Mots clés :** Planétologie, Mars, Atmosphère, Climat, Aérosols, Poussière, Nuage, Surface, Albédo, Glace, Pôle, Modélisation, Transfert Radiatif, Monte Carlo, Diffusion, Télédétection, Spectroscopie, Infrarouge, OMEGA, Mars Express, CRISM, Mars Reconnaissance Orbiter.

# Abstract

Micrometric dust particles are always present in the martian atmosphere. This aerosol loading varies with time and location. Aerosols have a major impact on the martian climate as they modify the radiative equilibrium of the atmosphere. Suspended dust particles scatter incoming solar photons in the visible and near infrared wavelengths. The imaging spectrometer OMEGA has observed Mars in this wavelength range since January 2004. The analysis of OMEGA observations rapidly led to the identification of new minerals at the surface of Mars. These discoveries have changed our view of the martian history. This work focuses on the development of a radiative transfer model based on Monte-Carlo methods. The model makes it possible to separate the contribution of aerosols from that of the surface. It is used to study the optical and physical properties of dust aerosols and refine our comprehension of the surface. The first applications are dedicated to polar regions where the contribution of aerosols is large due to the long optical paths. Seasonal interactions between dust and surface ice, which were poorly understood, are investigated using OMEGA data. A method for mapping the optical depth of aerosols is developed for regions covered by CO<sub>2</sub> ice at southern latitudes. We then extend our analysis to equatorial and mid-latitude regions. We demonstrate that dust raised during storms in these regions does not settle uniformly on the ground. We present the first applications of our model for improving the quantitative assessment of surface mineralogy from OMEGA data first, then from the CRISM experiment on-board MRO. CRISM, which started operating in November 2006, is complementary to OMEGA with its observations at a higher resolution.

**Key Words :** Planetary Science, Mars, Atmosphere, Climate, Aerosols, Dust, Cloud, Surface, Albedo, Ice, Pole, Model, Radiative Transfer, Monte Carlo, Scattering, Remote Sensing, Spectroscopy, Infrared, OMEGA, Mars Express, CRISM, Mars Reconnaissance Orbiter.



# Remerciements

Yves reçoit tous mes remerciements pour avoir dirigé avec créativité et pédagogie les travaux de recherche présentés dans ce document. Mes remerciements vont également à Jean-Pierre qui m'a accepté dans son équipe et permis de participer à l'aventure OMEGA. Cette thèse a été réalisée à l'Institut d'Astrophysique Spatiale dans d'excellentes conditions. Je souhaite remercier tout particulièrement les membres de mon équipe, notamment Brigitte, François, Alice, Michel et Sylvie, ainsi que toutes les personnes avec qui j'ai eu la chance d'interagir à l'IAS : Hervé, Marc, Nabila, Pascal, Frédéric R., ... Je tiens également à remercier les équipes administratives et informatiques pour leur aide tout au long de ces trois années. Un grand merci enfin à Nathalie, Denis, Benjamin S., Sophie, Faustine, Nicolas B., Vaitua, Pierre de M., Antoine, Pavel, Manuel, Damien, John, Vincent L., Paul, Bruno et à tous les autres doctorants, stagiaires et CDD de ce laboratoire avec qui j'ai passé ces trois années. Ce travail de thèse a bénéficié des conseils de plusieurs chercheurs extérieurs au laboratoire que je voudrais remercier ici : François Forget, Michael Wolff, John Mustard, Sylvain Douté, Thierry Fouchet, Patrick Pinet, Antoine Pommerol, Aymeric Spiga et Stéphane Le Mouélic. Je remercie également Pierre Drossart, Bernard Schmitt et Alain Abergel pour avoir accepté de participer à mon jury de thèse, ainsi que Frank Montmessin pour sa participation en tant que membre invité. Un très grand merci enfin à Énora, Patricia, Marcel et Mélanie pour leur soutien.



# Sommaire

<b>Introduction</b>	<b>11</b>
<b>Chapitre I La surface et les aérosols martiens</b>	<b>15</b>
<b>I.1. Les aérosols martiens</b>	<b>16</b>
I.1.1. Introduction	16
I.1.1.a. Comment caractériser les aérosols	17
I.1.1.b. Les méthodes observationnelles	17
I.1.1.c. Les nuages de glace	19
I.1.2. Propriétés physiques de la poussière	19
I.1.2.a. Composition et origine	19
I.1.2.b. Taille	20
I.1.3. Quantité de poussières atmosphériques	22
I.1.3.a. Variations temporelles	22
I.1.3.b. Distribution verticale	23
<b>I.2. Les régions polaires de Mars</b>	<b>25</b>
I.2.1. La calotte polaire Nord	26
I.2.1.a. Structure des dépôts polaires « permanents »	26
I.2.1.b. Evolution saisonnière et journalière	27
I.2.2. La calotte polaire Sud	28
I.2.2.a. Composition	28
I.2.2.b. La région cryptique	29
I.2.3. Les interactions entre la glace et la poussière	30
I.2.3.a. La nucléation atmosphérique	30
I.2.3.b. Evolution de la contamination en poussière des glaces de surface	31
I.2.3.c. Impact sur les propriétés optiques de la glace	32
<b>I.3. Les régions sombres des latitudes basses à moyennes</b>	<b>34</b>
I.3.1. Précipitation et soulèvement de poussières	34
I.3.1.a. Les tempêtes de poussières	34
I.3.1.b. Les tornades de poussières	35
I.3.1.c. Variabilité des terrains sombres	35
I.3.2. La nouvelle histoire de Mars	36
I.3.2.a. Les minéraux hydratés	37
I.3.2.b. Une chronologie minéralogique : Phyllosien, Theiikien et Siderikien	38

<b>Chapitre II Modélisation du transfert radiatif dans une couche d'aérosols à partir de méthodes Monte-Carlo</b>	<b>39</b>
<b>II.1. Propriétés optiques des aérosols</b>	<b>40</b>
II.1.1. Formalisme	40
II.1.2. Les aérosols martiens dans le proche infrarouge	41
II.1.2.a Fonction de phase	42
II.1.2.b Albédo de simple diffusion	44
II.1.2.c Propriétés optiques dans le visible et au delà de 2,7 $\mu\text{m}$	45
II.1.2.d Paramètres utilisés	46
<b>II.2. Propriétés photométriques de la surface</b>	<b>47</b>
II.2.1. Mesures à la surface de Mars	48
II.2.2. Expériences sur des analogues	49
II.2.3. Propriétés des glaces	50
<b>II.3. Modèle plan parallèle 1D pour les observations en visée nadir</b>	<b>51</b>
II.3.1. Hypothèses	51
II.3.2. Algorithme	51
II.3.2.a Probabilité relative à la diffusion aérosols	52
II.3.2.b Boucle d'évènements	54
II.3.2.c Détermination du facteur de réflectance	55
II.3.3. Validation	57
II.3.4. Résultats	59
II.3.4.a Construction de tables de réflectance préenregistrées	59
II.3.4.b Effet de la poussière atmosphérique sur les observations nadir de Mars	59
II.3.4.c Distribution angulaire des photons diffusés vers le haut	60
II.3.4.d Eclairement de la surface	62
II.3.4.e Bilan sur le devenir des photons	63
<b>II.4. Modèle plan parallèle tridimensionnel</b>	<b>64</b>
II.4.1. Algorithme	64
II.4.2. Validation	66
II.4.3. Résultats	67
II.4.3.a Altitude d'interaction	67
II.4.3.b Diffusion des photons provenant de la surface	68
<b>II.5. Modélisation tridimensionnelle en géométrie sphérique</b>	<b>71</b>
II.5.1. Hypothèses et symétrie	71
II.5.2. Probabilités associées aux trajets simples	72
II.5.3. Boucle d'événement	74
II.5.4. Validation	78
II.5.5. Résultats	79
<b>Chapitre III Première application à l'interprétation des données OMEGA : discrimination entre contribution de la surface et contribution des aérosols dans les zones polaires de Mars à partir d'observations à différentes incidences</b>	<b>81</b>
<b>III.1. Les données OMEGA</b>	<b>82</b>
III.1.1. Caractéristiques de l'instrument	82

III.1.1.a	Spectroscopie	82
III.1.1.b	Imagerie	82
III.1.1.c	Format des données	83
III.1.1.d	Modes d'observations	84
III.1.1.e	Evolution temporelle et problèmes instrumentaux	85
III.1.2.	Analyse des données	85
III.1.2.a	Rééchantillonnage et alignement	85
III.1.2.b	Correction des absorptions par les gaz de l'atmosphère	86
<b>III.2.</b>	<b>Méthode</b>	<b>88</b>
III.2.1.	Les observations à différentes incidences solaires	88
III.2.2.	Obtention du spectre de surface et de la profondeur optique	89
<b>III.3.</b>	<b>Variations saisonnières à hautes latitudes nord</b>	<b>91</b>
III.3.1.	Région analysée - objectifs de l'étude	91
III.3.2.	Variations saisonnière de l'albédo et de la couverture en glace	93
III.3.3.	Utilisation des observations à différentes incidences	96
III.3.4.	Evolution temporelle	101
III.3.4.a	Début de l'été ( $L_S 96^\circ - 118^\circ$ )	101
III.3.4.b	Fin de l'été : $L_S 165^\circ$	104
III.3.5.	Influence des hypothèses sur les propriétés optiques des aérosols	106
<b>III.4.</b>	<b>Mélange spatial de signatures de surface dû à la diffusion par les aérosols dans les dépôts stratifiés Nord</b>	<b>107</b>
<b>III.5.</b>	<b>Contamination en poussière de la glace de CO<sub>2</sub> au pôle sud</b>	<b>109</b>
<b>Chapitre IV</b>	<b>Cartographie de la quantité de poussière atmosphérique au pôle sud</b>	<b>113</b>
<b>IV.1.</b>	<b>Méthodologie</b>	<b>114</b>
IV.1.1.	Principe	114
IV.1.2.	Discrimination des surfaces contaminées en poussière	115
IV.1.2.a	Méthode	115
IV.1.2.b	Résultats	118
IV.1.3.	Incertitudes	119
IV.1.3.a	Propagation du bruit de l'instrument	119
IV.1.3.b	Influences des hypothèses sur les paramètres optiques	119
IV.1.3.c	Impact des autres contributeurs à $2,64 \mu m$	120
IV.1.3.d	Etude de la corrélation avec les angles photométriques	121
<b>IV.2.</b>	<b>Cartographie : printemps et été 2005</b>	<b>122</b>
<b>IV.3.</b>	<b>Discussion des résultats</b>	<b>126</b>
IV.3.1.	Variations spatiales et temporelles	126
IV.3.2.	Corrélation avec l'altimétrie	129
<b>IV.4.</b>	<b>La tempête de poussière de l'été 2007</b>	<b>132</b>
<b>IV.5.</b>	<b>Détermination de la réflectance de surface au pôle sud après correction de la contribution des aérosols</b>	<b>135</b>
IV.5.1.	Observations OMEGA	135
IV.5.1.a	Propriétés spectrales des aérosols au pôle sud	135

IV.5.1.b	Correction des cartes d'albédo	137
IV.5.1.c	Observations au terminateur : modélisation sphérique	138
IV.5.2.	Observations CRISM	140
IV.5.2.a	L'instrument CRISM	140
IV.5.2.b	Propriétés photométriques de la surface	140
IV.5.2.c	Détermination de la profondeur optique au dessus des zones qui ne sont pas recouvertes de glace « propre »	143
<b>Chapitre V Variations apparentes de terrains sombres de Mars : le rôle des aérosols</b>		<b>145</b>
<b>V.1.</b>	<b>Observations et Modélisation</b>	<b>146</b>
V.1.1.	Construction des séquences temporelles	146
V.1.1.a	Contraintes	146
V.1.1.b	Régions sélectionnées	147
V.1.2.	Modélisation des variations	149
V.1.2.a	Hypothèses	149
V.1.2.b	Résultats	152
<b>V.2.</b>	<b>Comparaison avec les Mars Exploration Rovers</b>	<b>156</b>
V.2.1.	Comparaison	156
V.2.2.	Conséquences sur la précipitation de poussière	157
<b>V.3.</b>	<b>Variations de la taille des aérosols</b>	<b>160</b>
V.3.1.	Variations du facteur $S$	160
V.3.1.a	Conversion du facteur $S$ en rayon effectif $r_{eff}$	160
V.3.1.b	Variations de la taille selon l'incidence solaire	160
V.3.1.c	Variations de la taille des particules durant les tempêtes de poussière	162
V.3.2.	Observations au terminateur	163
<b>V.4.</b>	<b>Correction de la contribution des aérosols</b>	<b>166</b>
V.4.1.	Observations OMEGA	166
V.4.2.	Observations CRISM	167
V.4.3.	Applications	169
V.4.3.a	Quantification de la minéralogie de surface	169
V.4.3.b	Etude de l'évolution dans le temps des minéraux de surface	170
<b>Conclusion</b>		<b>171</b>
<b>Références</b>		<b>175</b>
<b>Publications</b>		<b>193</b>

# Introduction

Lorsque cette thèse débute au milieu de l'année 2005, l'expérience OMEGA (« *Observatoire pour la Minéralogie, l'Eau, les Glaces et l'Activité* ») est en orbite autour de Mars depuis début 2004. Embarqué sur la sonde européenne *Mars Express*, ce spectromètre imageur dans le visible et le proche infrarouge ( $0,35\ \mu\text{m}$  –  $5,1\ \mu\text{m}$ ) a pour principaux objectifs la cartographie de la composition des sols martiens, qu'ils s'agissent de minéraux ou de glace, et la caractérisation de certaines propriétés de son atmosphère [14]. OMEGA était déjà à l'origine de plusieurs découvertes majeures : une session spéciale lui avait été consacrée lors de la *Lunar and Planetary Science Conference* de 2005 et les revues *Nature* et *Science* en avaient fait leurs couvertures ([15], [16]). Deux ans plus tard, *l'histoire géologique et climatique de Mars déduite des observations OMEGA* fera l'ouverture de la conférence quadriennale dédiée à la planète rouge [18], puis l'*European Geophysical Union* remettra la médaille Jean Dominique Cassini à Jean-Pierre Bibring, responsable scientifique de l'expérience [19].

L'atmosphère de Mars contient en permanence des quantités importantes d'aérosols : il s'agit de particules en suspension composées de minéraux et/ou de glace et dont la dimension typique est le micromètre. Ces particules sont les premières à intercepter le rayonnement solaire éclairant Mars : en observant la lumière réfléchie par la planète, OMEGA collecte donc simultanément de l'information provenant de la surface et des aérosols. Si la contribution de la surface domine la plupart des observations, les données de l'instrument ISM – précurseur d'OMEGA lancé en 1989 – ont montré que la contribution des aérosols atteint fréquemment plusieurs dizaines de % dans l'infrarouge proche ([56], [59]). Cette thèse est consacrée à la modélisation de cette composante due aux aérosols dans le jeu de données OMEGA, ceci afin de remplir deux objectifs : récupérer l'information en provenance de la surface uniquement et étudier les propriétés des aérosols. Les premières applications de notre modèle ont concerné les régions polaires de Mars. La longueur des trajets des photons dans l'atmosphère est très élevée près des pôles car le soleil est bas au dessus de l'horizon. La contribution des aérosols y est donc très importante. De plus, les surfaces glacées présentent des signatures spectrales très spécifiques, qui constituent des tests extrêmement contraignants des hypothèses et des résultats de notre modèle. Notons enfin que l'orbite polaire de Mars Express assure une couverture importante des hautes latitudes, avec de fréquents recouvrements, idéaux comme nous le verrons par la suite pour séparer les contributions respectives de la surface et des aérosols. Les résultats obtenus sur les caractéristiques de surface et sur les aérosols sont particulièrement intéressants dans les zones polaires, car elles

y étaient mal connues : jusqu'à l'atterrissage très récent de Phoenix en mai 2008, tous les atterrisseurs s'étaient posés à basse ou moyenne latitude ([139], [235], [185]). De plus les méthodes orbitales d'étude des aérosols utilisées jusqu'à présent s'appliquent difficilement au dessus des zones couvertes de glace [216]. Une fois le modèle validé par des comparaisons avec les observations polaires d'OMEGA (et plus récemment du spectromètre imageur CRISM sur la sonde MRO qui observe certaines régions intéressantes de Mars avec une résolution spatiale plus de 10 fois supérieure à celle d'OMEGA), il a été possible d'étendre son domaine d'application à la caractérisation des régions sombres à basse et moyenne latitude. Cette étape est nécessaire à l'analyse de second ordre des observations proche infrarouge par télédétection de la surface martienne (détermination des variations temporelles, quantification de la composition minéralogique...). Les perspectives de ce dernier volet du travail sont donc particulièrement importantes pour la poursuite des interprétations des données OMEGA et CRISM, en particulier dans le cadre de la préparation des grandes missions in-situ de la NASA (*MSL*) et de l'ESA (*ExoMars*).

Le 1<sup>er</sup> chapitre de cette thèse introduit quelques notions sur les thématiques martiennes étudiées par la suite. Une part importante des travaux de recherche réalisés dans le cadre de cette thèse a porté sur le développement et l'exploitation d'une modélisation de la contribution des aérosols. La 1<sup>ère</sup> section de ce chapitre d'introduction est donc consacrée aux connaissances actuelles sur les aérosols martiens. La 2<sup>ème</sup> partie décrit les caractéristiques très spécifiques des zones polaires et de leurs variations saisonnières, qui ont fait l'objet des premières applications du modèle. La 3<sup>ème</sup> section abordera les connaissances actuelles sur les régions sombres de Mars situées aux latitudes basses à moyennes qui seront étudiées dans un deuxième temps.

Le 2<sup>ème</sup> chapitre est consacré au modèle de type Monte-Carlo permettant de caractériser la contribution des aérosols dans les spectres observés par OMEGA. Les hypothèses concernant les propriétés optiques des aérosols et de la surface y sont discutées et justifiées, et les algorithmes utilisés y sont présentés. Les conclusions du modèle ont été comparées avec les modèles de transfert radiatif utilisés jusqu'à présent, avec un accord très satisfaisant dans le domaine de validité de ces modèles. L'un des avantages de l'approche Monte-Carlo que nous présentons est de permettre de prendre en compte toutes les configurations possibles : très fortes épaisseurs optiques, variations des caractéristiques de diffusion avec l'altitude, mais aussi géométrie sphérique près du limbe et du terminateur, ce qui a requis le développement d'une version 3-D sphérique du modèle. Cette approche permet également de suivre l'histoire de chaque photon et ainsi d'établir des distributions statistiques sur la provenance des photons observés.

Les premières applications du modèle aux régions polaires qui ont permis de valider notre approche sont présentées dans le 3<sup>ème</sup> chapitre. Les hautes latitudes sont parfois observées par l'instrument OMEGA à différentes heures d'une même journée. Le trajet des photons dans la couche d'aérosols augmentant à mesure que le soleil s'approche de l'horizon, il est possible d'utiliser ces observations pour séparer l'information provenant de la surface de celle provenant des aérosols. Dans une première section nous analysons l'évolution temporelle d'une région à haute latitude Nord afin de séparer les évolutions temporelles des glaces de surface et de l'épaisseur optique des aérosols, ces deux composantes ayant des temps caractéristiques d'évolution comparables. Une deuxième section est consacrée à la



détermination des propriétés de surface dans les dépôts stratifiés de la calotte boréale. Les aérosols, en diffusant la lumière provenant de la surface, y sont responsables d'un mélange apparent des propriétés optiques des différentes couches. La dernière section concerne l'étude de la contamination en poussière de la glace de CO<sub>2</sub> qui recouvre les régions polaires australes. Les conclusions de cette analyse ont permis de développer une méthode originale de cartographie de la quantité de poussière, présentée dans le chapitre suivant.

Le 4<sup>ème</sup> chapitre est consacré au développement et aux applications d'une méthode de cartographie de la profondeur optique de poussière atmosphérique au dessus des régions couvertes de glace de CO<sub>2</sub> entre l'équinoxe de printemps et la fin de l'été. Les variations rapides d'épaisseur optique des aérosols au dessus de la calotte saisonnière sont quantifiée et reliées aux phénomènes extérieurs influant sur la quantité de poussière présente dans l'atmosphère (tempêtes de poussière en provenance des surfaces dépourvues de glace, condensation de la glace d'eau dans l'atmosphère). Les cartes de profondeur optique de poussière obtenues sont utilisées pour modéliser la réflectance des surfaces couvertes de glace. Les observations obtenues par OMEGA au voisinage du terminateur interprétées dans le cadre du modèle sphérique et les observations de l'instrument CRISM sont utilisées pour étendre la modélisation des propriétés de surface aux observations éloignées du solstice d'été et aux régions non couvertes de glace.

Dans un 5<sup>ème</sup> chapitre, les résultats concernant les régions sombres à moyennes et basses latitudes seront présentés. Ils ont permis de démontrer la grande stabilité des caractéristiques spectrales de surface, qui n'ont évolué de manière notable que dans quelques régions frontières, y compris après la grande tempête de poussière de mi-2007. La très grande majorité des évolutions spectrales observées peut en effet s'interpréter à partir de variations d'épaisseur optique des aérosols très comparables à celles mesurées par les deux « Mars Exploration Rovers » (Spirit et Opportunity) pendant la même période. Ces résultats remettent en cause l'hypothèse de la persistance de dépôts de poussières sur de grandes étendues après chaque tempête globale. Plusieurs méthodes permettant de corriger les observations OMEGA et CRISM de la contribution des aérosols dans ces régions non polaires sont présentées en fin de chapitre, et illustrées par leur premières applications.

En conclusion, les principaux résultats seront rappelés et les perspectives les plus intéressantes précisées.



# Chapitre I

## La surface et les aérosols martiens

Ce premier chapitre d'introduction est consacré aux connaissances actuelles sur les thématiques martiennes qui seront abordées dans la suite du manuscrit. Les propriétés physiques et la variabilité des aérosols martiens, en particulier de la poussière atmosphérique, sont résumées dans la première section de ce chapitre. Ces informations sont utiles pour contraindre les hypothèses du modèle, tester la pertinence des résultats obtenus et déterminer les aspects peu connus des aérosols qui restent à explorer. Le formalisme permettant de décrire les propriétés optiques des aérosols dans le domaine spectral de l'instrument OMEGA ne sera examiné qu'au début du chapitre consacré à la modélisation du transfert radiatif (Chapitre II). La seconde section de ce chapitre d'introduction est consacrée aux régions polaires qui font l'objet des premières applications du modèle aux chapitres III et IV : les aérosols ont un impact important sur la détermination à distance des propriétés spectrales de surface près des pôles et sont mal connus dans ces régions. Les connaissances actuelles sur les calottes polaires sont résumées et les questions en suspens concernant leur évolution – en particulier celles relatives aux interactions entre la poussière et la glace, que ce soit en surface ou dans l'atmosphère – sont examinées. La troisième et dernière section du chapitre concerne les régions des latitudes équatoriales à moyennes. Les phénomènes de précipitation et de soulèvement de poussières au niveau de ces latitudes principalement dépourvues de glace en surface sont présentés. L'intérêt de développer pour ces régions des méthodes permettant l'obtention de spectres de surface dépourvus de la contribution des aérosols est illustré par la présentation des découvertes minéralogiques majeures de l'instrument OMEGA.

## I.1. Les aérosols martiens

### I.1.1. Introduction

Mars, dont l'équateur est incliné de  $25^\circ$  par rapport au plan de son orbite, connaît des saisons similaires à la Terre qui sont repérées par la longitude solaire ( $L_S$ ). Il s'agit de l'angle mesuré depuis le soleil entre la position de Mars à l'équinoxe de printemps et sa position réelle. Le printemps de l'hémisphère nord est donc compris entre  $L_S 0^\circ$  et  $L_S 90^\circ$ , l'été entre  $L_S 90^\circ$  et  $180^\circ$ , l'automne entre  $L_S 180^\circ$  et  $270^\circ$  et l'hiver entre  $L_S 270^\circ$  et  $L_S 0^\circ$ . L'atmosphère martienne, composée de gaz et de particules en suspension, est dynamique : la concentration et la distribution spatiale de ses constituants varient selon l'heure de la journée, la saison et l'année. La pression atmosphérique vaut en moyenne 7 mbar en surface et varie au cours de l'année de 20% [143]. Ces variations annuelles sont dues au cycle de condensation / sublimation en surface du  $\text{CO}_2$ , principal constituant gazeux de l'atmosphère, et dans une moindre mesure de l' $\text{H}_2\text{O}$ . Ces deux molécules se condensent également dans l'atmosphère pour former des nuages [165]. Les cristaux de glace constituant les nuages ne sont pas les seules particules solides de l'atmosphère de Mars, qui contient également de la poussière en suspension. Cette poussière, présente en permanence, est en fait la composante principale des aérosols martiens, et le terme aérosols sera souvent utilisé pour désigner la poussière uniquement. L'atmosphère de Mars peut être très peu chargée en poussière (on parle alors d'atmosphère « claire »), ou bien fortement contaminée lorsqu'une tempête de poussière vient de se soulever depuis la surface (Figure I-1). La poussière atmosphérique joue un rôle important dans le climat martien, notamment parce qu'elle modifie fortement la structure thermique de l'atmosphère en absorbant et en émettant du rayonnement ([40], [143], [145]).

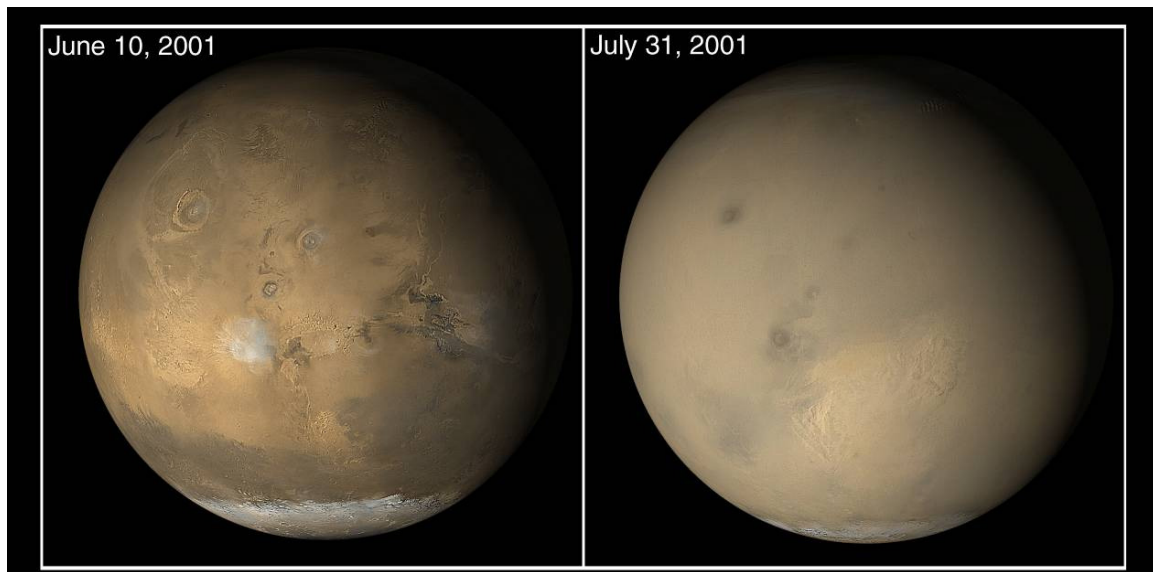


Figure I-1 : Observations obtenues par la caméra MOC à bord de la sonde MGS. Gauche : observation de la planète Mars en juin 2001, alors que l'atmosphère était claire. Droite : observation durant la tempête de poussière globale de juillet 2001.

### I.1.1.a Comment caractériser les aérosols

Les aérosols sont caractérisés principalement par leur composition (minéralogique, ou moléculaire s'il s'agit de glace), leur distribution en taille et leur quantité à un instant donné.

La première grandeur utilisée pour décrire les aérosols est la profondeur optique. Cette grandeur, notée  $\tau$ , est définie à chaque longueur d'onde par le logarithme népérien du rapport entre le flux  $I_0$  entrant dans une couche d'aérosols et le flux  $I$  en sortant sans interactions :

$$I = I_0 \exp(-\tau)$$

Le terme « profondeur optique d'aérosols  $\tau$  » se réfère dans ce manuscrit à la profondeur optique totale de la couche d'aérosols, mesurée selon sa normale. On parlera également de profondeur optique effective, lorsque la couche d'aérosols est éclairée avec un angle d'incidence  $i$  :  $\tau_{eff} = \tau / \cos(i)$ . La profondeur optique est proportionnelle à la densité volumique de particules intégrée sur la ligne de visée et à la section efficace d'interaction des particules (qui dépend de la longueur d'onde). Ce paramètre est donc principalement utilisé pour caractériser la « quantité » d'aérosols présente dans l'atmosphère.

Plusieurs distributions analytiques simples permettent d'approcher les distributions en taille de particules trouvées dans la nature : distribution lognormale, distribution en loi de puissance... ([100], [161]). La distribution « gamma », souvent utilisée en raison de sa simplicité, a pour expression [100] :

$$n(r) = C^{ste} \times r^{\left(\frac{1}{\nu_{eff}} - 3\right)} \exp\left(-\frac{r}{r_{eff} \nu_{eff}}\right)$$

Elle s'exprime directement en fonction du rayon effectif  $r_{eff}$  et la variance effective  $\nu_{eff}$ , deux moments de la distribution en taille permettant d'estimer son rayon moyen et sa largeur. Hansen et Travis ont montré en 1974 que le comportement optique d'une distribution en taille de particules dépend essentiellement de ces deux moments, et non de la forme exacte de la distribution [100].  $r_{eff}$  et  $\nu_{eff}$  sont donc les deux grandeurs les plus utilisées dans la littérature pour décrire la distribution en taille des aérosols martiens. Plus récemment est apparue l'idée que la distribution en taille des particules atmosphériques martiennes pourrait être bimodale [31], ce type de distribution étant observée sur Terre pour des aérosols dérivés du sol par des processus naturels [162].

### I.1.1.b Les méthodes observationnelles

Les aérosols martiens ont été étudiés par des observateurs extérieurs à la planète (télescopes terrestres et sondes en orbite), et par les atterrisseurs posés à la surface de Mars, dans plusieurs domaines de longueur d'onde et selon plusieurs géométries d'observation.

La nature des aérosols – glace d'eau ou poussière – peut être étudiée par l'imagerie visible car la couleur des nuages de glace (blanche) diffère de celle des nuages de poussières (orangée) [244]. L'imagerie spectrale infrarouge thermique (5  $\mu\text{m}$  – 50  $\mu\text{m}$ ) permet également de faire la distinction entre glace d'eau et poussière : la poussière absorbe le rayonnement thermique

au niveau d'une large bande comprise entre 800 et 1300  $\text{cm}^{-1}$  (centrée sur la longueur d'onde 9  $\mu\text{m}$ ) car elle contient des silicates, alors que la glace d'eau absorbe (plus faiblement) entre 750 et 975  $\text{cm}^{-1}$  [213]. De même pour le proche infrarouge (0,8 – 2,6  $\mu\text{m}$ ), car les aérosols de poussière ne présentent pas d'absorptions majeures alors que la glace d'eau absorbe à 1,5 et à 2  $\mu\text{m}$  ([84], [56], [59]). La composition minéralogique des poussières atmosphériques a été étudiée à partir d'analyses spectroscopiques UV, visibles et infrarouges, spectrométriques Mössbauer, et magnétiques de la poussière en surface et dans l'atmosphère ([257], [238], [39], [11], [111], [81], [98], [168]).

La profondeur optique de l'ensemble de la couche d'aérosols a été estimée à de nombreuses reprises dans l'infrarouge thermique depuis l'espace et dans le visible depuis la surface. Dans l'infrarouge thermique, la profondeur optique de poussière est déterminée soit en comparant la température dérivée du flux thermique à 7  $\mu\text{m}$  (surface) à celle déterminée à partir du flux thermique à 9  $\mu\text{m}$  (correspondant à des altitudes plus élevées en raison de l'absorption par la poussière atmosphérique) ([151], [64], [145]), soit en modélisant toute la bande d'absorption de la poussière ([214], [249]). Ces méthodes ne sont pas applicables au dessus des zones couvertes de glace, car le contraste entre la température de surface et la température au niveau des bandes d'absorption des aérosols est alors trop faible (inférieur à 15°). La profondeur optique a été mesurée dans le visible par les atterrisseurs Viking, Pathfinder et Mars Exploration Rover, qui se sont posés aux latitudes équatoriales à moyennes (0 – 50°), en observant directement le soleil (mesure du flux atténué  $I = I_0 \exp(-\tau)$  ; [48], [220], [139]). Marginalement, l'imagerie visible [28] et UV [187] en orbite a également été utilisée pour déterminer la profondeur optique totale d'aérosols. La lumière diffusée par les aérosols est polarisée : cette propriété est notamment sensible à la profondeur optique d'aérosols [188]. Plusieurs études portant sur la polarisation des aérosols martiens ont été menées depuis la Terre [51] ou l'orbite martienne [207]. Les résultats de ces études sont très sensibles aux hypothèses faites sur la forme des particules – peu connue à ce jour – et par conséquent peu précis [188].

Les moments de la distribution en taille de l'ensemble de la couche d'aérosols ont été estimés par l'étude du comportement spectral des aérosols : étude du rapport de profondeurs optiques entre le visible (0,67  $\mu\text{m}$ ) et l'infrarouge thermique (9  $\mu\text{m}$ ) [41], modélisation spectrale entre 7 et 50  $\mu\text{m}$  [250], étude de la pente spectrale dans l'infrarouge proche (0,9 – 3  $\mu\text{m}$  ; [56], [59]), ou analyse du spectre des aérosols de l'UV à l'infrarouge thermique [39]. L'imagerie visible à différentes phases du ciel martien depuis la surface permet également d'étudier la taille des aérosols ([195], [235], [150], [224]).

Les profils verticaux des propriétés des aérosols (profondeur optique, taille, et nature) peuvent être déterminés à partir de l'observation d'occultations stellaires ou de la lumière diffusée au dessus du limbe de la planète. Ce type d'observation a été réalisées dans l'UV ([30], [164], [201]), le visible [110], l'infrarouge proche ([30], [128], [74]), et l'infrarouge thermique ([42], [152]).

### I.1.1.c Les nuages de glace

Contrairement à la poussière, les nuages de glace ne sont pas présents en permanence sur Mars. Les nuages de CO<sub>2</sub> sont rares. Ils sont détectés à très haute altitude et ont une profondeur optique faible [165]. Les nuages de glace d'eau, plus fréquents, sont classés en trois principaux types ([41], [164]). Les nuages de type I ( $r_{eff}$  entre 1 et 2  $\mu\text{m}$ ) sont principalement observés dans l'hémisphère sud entre  $L_S$  0° et  $L_S$  150° (hiver et printemps), au dessus de 20 km d'altitude. Les nuages de type II ( $r_{eff}$  entre 3 et 4  $\mu\text{m}$ ) constituent la « ceinture de nuage de l'aphélie » (entre l'équateur et 30°N, voir Figure I-2), observée durant le printemps et l'été de l'hémisphère nord. Les nuages de type III sont fréquemment observés à haute altitude (> 30 km, [164], [110]). Ces brumes, composées d'aérosols de très petite taille ( $r_{eff} \sim 0,1\text{-}0,2 \mu\text{m}$ ), ont une profondeur optique normale faible (quelques  $10^{-2}$ ) [117]. Entre la fin de l'été et le milieu du printemps, les régions polaires sont couvertes de nuages dont les propriétés microphysiques sont encore mal connues ([217], [244], [230]).

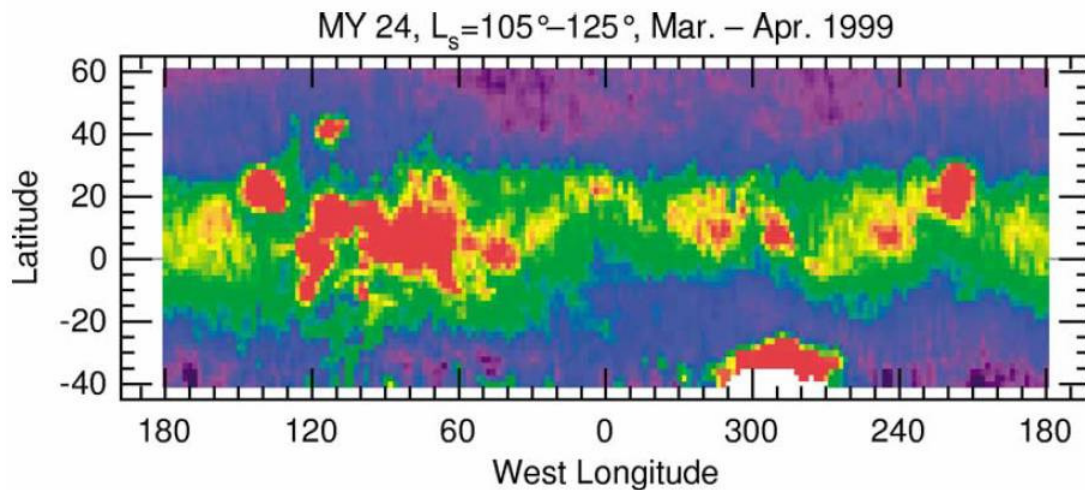


Figure I-2 : Carte de la profondeur optique des nuages de glace d'eau à 12  $\mu\text{m}$  (de 0 – violet – à 0,2 – rouge –), à  $L_S$  105° - 125°. Pendant cette période, où Mars est proche de l'aphélie, des nuages de fines particules de glace d'eau sont observés entre 10°S et 30°N et au niveau du bassin d'impact d'Hellas (300°W, 40°S). Figure extraite de l'article Smith 2004 [216].

## I.1.2. Propriétés physiques de la poussière

### I.1.2.a Composition et origine

Les aérosols martiens peuvent être des poussières, des cristaux de glace (H<sub>2</sub>O ou CO<sub>2</sub>), ou bien des grains de poussière recouverts de glace. La composition minéralogique de la poussière atmosphérique martienne n'est pas connue avec précision. Ses propriétés spectrales dans le visible et le proche infrarouge sont identiques à celle des terrains brillants de Mars ([11], [81]). La poussière présente probablement la même composition partout sur Mars, car elle est en permanence redistribuée par les tempêtes de poussières [11]. Ceci est notamment observé aux latitudes équatoriales et moyennes où les différents atterrisseurs ont mesuré des propriétés similaires pour la poussière en surface ou dans l'atmosphère ([11], [139], [91],

[254]). La poussière atmosphérique martienne est un mélange de plusieurs minéraux ([238], [81], [98]) : chaque grain de poussière est composite, les aérosols composés d'un seul minéral étant rares ou inexistant [81]. Les grains de poussière sont composés de minéraux silicatés primaires (olivine, pyroxène, feldspath, magnétite, [168], [81], [98], [86]) provenant probablement de l'érosion mécanique de roches (abrasion par le vent, broyage lors d'impact météoritique... [81]), et d'oxydes ferriques « nanophase » (peut être de l'hématite cristalline,  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ , [166]), résultat d'une altération chimique, probablement sous l'action de l'atmosphère ([17], [32], [81]). Les oxydes de fer nanométriques donnent à la poussière martienne sa couleur rouge [33] ; ils sont soit dispersés dans la matrice silicatée du grain de poussière, soit liés en surface par des forces électrostatiques [81]. Les propriétés magnétiques de la poussière martienne proviennent principalement de la présence de magnétite ([81], [168]).

De par sa composition complexe et partiellement déterminée, la poussière martienne est délicate à reproduire en laboratoire. Les « palagonites » forment de bons analogues des propriétés spectrales de la poussière atmosphérique martienne, en particulier dans l'UV, le visible et l'infrarouge proche ([1], [39], [167], [11]). Le terme palagonite désigne le produit de l'altération d'un basalte amorphe (ou faiblement cristallin), notamment par de l'eau. Certains feldspaths, comme les plagioclases, forment de bons analogues de la poussière atmosphérique martienne dans l'infrarouge thermique ([86], [98]).

### I.1.2.b Taille

Le rayon effectif  $r_{eff}$  et la variance effective  $v_{eff}$  de la distribution en taille de la poussière atmosphérique martienne ont été étudiés par de nombreuses méthodes observationnelles.  $r_{eff}$  se situe entre 0,1 et 2,5  $\mu\text{m}$ , et  $v_{eff}$  entre 0,2 et 0,8  $\mu\text{m}$  ([38], [39], [41], [56], [139], [195], [223], [235], [249], [250]). La variabilité de ces résultats, fréquemment incompatibles si l'on considère les incertitudes estimées par leurs auteurs, a de nombreuses origines :

- La taille moyenne de l'ensemble de la couche d'aérosols varie au fil des jours. Ce phénomène, prédit par des modèles numériques ([172], [119]), a été mis en évidence récemment au niveau des sites d'atterrissage des *Mars Exploration Rovers* où  $r_{eff}$  varie entre 1,2 et 1,8  $\mu\text{m}$  ([250], [224]), dans l'hémisphère nord de Mars ( $r_{eff}$  varie entre 1  $\mu\text{m}$  et 1,6  $\mu\text{m}$  [41]), et lors de tempêtes de poussière ( $r_{eff}$  augmente jusqu'à 2,5  $\mu\text{m}$  ([41], [249]).

- Des variations journalières ont également été observées : la proportion de petites particules, qui ont un temps de résidence long dans l'atmosphère, décroît parfois entre le matin et l'après-midi en raison de l'injection de nouvelles particules plus grosses durant la journée, qui retombent ensuite durant la nuit [220]. Il faut cependant noter que la formation et la sublimation de petits aérosols de glace d'eau jouent également un rôle dans les variations journalières des aérosols, les deux composantes – poussière et glace – étant parfois difficilement séparables ([220], [236], [48], [156]).

- A un instant donné, la taille moyenne de l'ensemble de la couche d'aérosols varie selon la latitude et la longitude (Figure I-3).  $r_{eff}$  atteint 2,5  $\mu\text{m}$  dans l'hémisphère sud, où la plupart des tempêtes de poussière se forment ([249], [41]), et descend à 1  $\mu\text{m}$  dans l'hémisphère nord au voisinage de l'été [41].



- L'altitude des aérosols contribuant au signal mesuré par les divers instruments observant Mars peut dépendre de la géométrie d'observation (angles photométriques, instrument au sol ou en orbite...), et plusieurs études observationnelles ont souligné la variabilité de la taille des aérosols selon l'altitude. En dessous de 25 km, un gradient de  $0,05 \mu\text{m km}^{-1}$  a été mesuré [30]. Au delà de 20 km,  $r_{\text{eff}}$  descend en dessous de  $1 \mu\text{m}$  ([128], [201]), et entre 60 et 80 km, l'atmosphère est peuplée de particules dont le rayon effectif est inférieur à  $0,1 \mu\text{m}$  [164]. Le maintien de particules en suspension dans l'atmosphère résulte d'un équilibre entre des mouvements descendants dus à la gravité (sédimentation) et des mouvements ascendants dus aux turbulences. L'efficacité relative de ces deux phénomènes dépend d'un part de la taille des particules, et d'autre part de l'altitude car la densité atmosphérique décroît avec l'altitude ([172], [162], [164]). Les particules de  $10 \mu\text{m}$  tombent ainsi 100 fois plus rapidement que les particules de  $0,1 \mu\text{m}$  au voisinage de la surface [118].

- La détermination des paramètres  $r_{\text{eff}}$  et  $\nu_{\text{eff}}$  suppose une distribution en taille connue.  $r_{\text{eff}}$  et  $\nu_{\text{eff}}$  sont indépendants de l'hypothèse sur la forme exacte de la distribution dans le cas de distributions monomodales (cf. [100] et section I.1.1.a). Si l'on utilise une hypothèse monomodale alors que la distribution réelle est bimodale, le résultat sur  $r_{\text{eff}}$  et  $\nu_{\text{eff}}$  dépendra du domaine de longueur d'onde utilisé pour l'analyse. Markiewicz et al. (1999) ont ainsi modélisé une variation de  $r_{\text{eff}}$  entre  $1,4$  et  $2,0 \mu\text{m}$  sur le domaine de longueur d'onde  $[0,4 - 1 \mu\text{m}]$  [150], Clancy et al. (1995) ont obtenue une valeur de  $\nu_{\text{eff}}$  très élevée ( $0,8 \mu\text{m}$ ) en considérant un large domaine de longueur d'onde allant de l'UV à l'infrarouge thermique [39], et Montmessin et al. (2002) ont obtenu une valeur très faible de  $r_{\text{eff}}$  ( $0,2 \mu\text{m}$ ) en supposant une distribution monomodale [162].

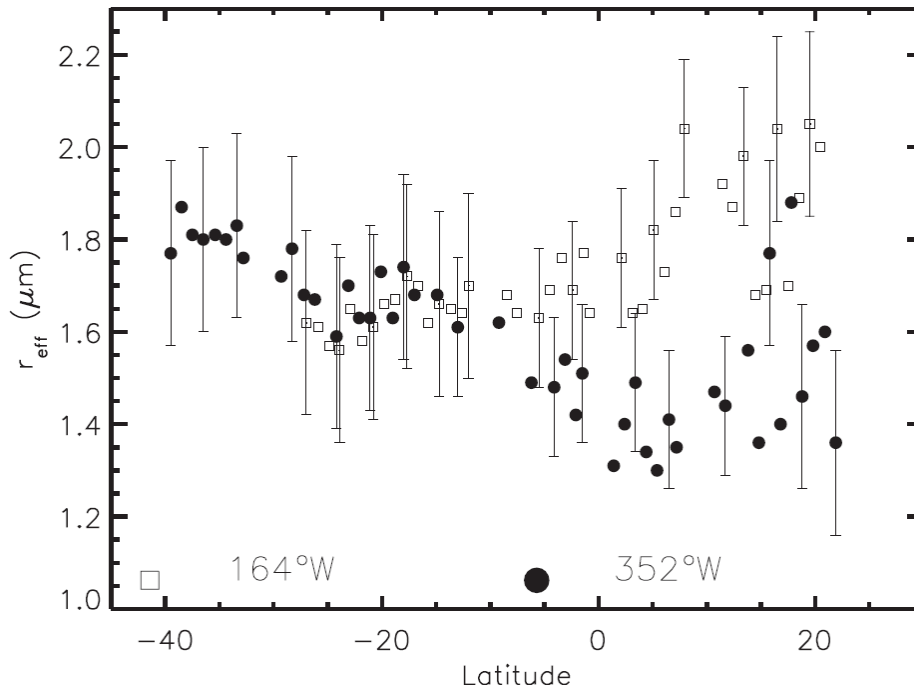


Figure I-3 : Variabilité spatiale de la taille des aérosols ( $r_{\text{eff}}$ ) à un instant donné selon la latitude (axe des abscisses) et la longitude (cercles noirs :  $352^\circ\text{W}$ , carrés blancs :  $164^\circ\text{W}$ ). Figure extraite de l'article Wolff and Clancy (2003) [249].

### I.1.3. Quantité de poussières atmosphériques

#### I.1.3.a Variations temporelles

L'évolution temporelle de la profondeur optique de poussière n'est pas identique d'une année sur l'autre, mais de grandes tendances saisonnières sont présentes dans tous les jeux de données actuellement disponibles (Figure I-4, Figure I-5). L'opacité atmosphérique est modérée et stable durant la majeure partie du printemps et de l'été de l'hémisphère nord (entre  $L_S$  40° et  $L_S$  140°). Dans le visible, la profondeur optique est typiquement comprise entre 0,2 et 0,6 à cette époque. Pour de tels profondeurs optiques, entre 20 et 50% du flux solaire incident est intercepté en incidence normale (jusqu'à 80% pour une incidence de 70°). En dehors de cette période, de nombreuses tempêtes soulèvent de la poussière et l'injectent dans l'atmosphère. L'intensité de l'augmentation de la profondeur optique à cette époque est très variable d'une année sur l'autre. Deux pics de profondeur optique sont généralement observés : un premier pic large entre  $L_S$  140° et  $L_S$  270°, et un second pic plus fin autour de  $L_S$  320°. La profondeur optique dépasse alors l'unité, et peut atteindre 4 (soit 98% du flux incident normal intercepté). L'évolution de la quantité de poussière au niveau des régions polaires, moins bien connue, diffère parfois de ce schéma : les augmentations de profondeurs optiques détectées aux latitudes moyennes ne se propagent pas toujours au niveau des pôles (notamment durant la nuit polaire sud où l'atmosphère est très peu chargée en poussière ([164], [175]) et la profondeur optique aux bords des calottes est souvent plus élevée qu'à l'équateur (Figure I-5).

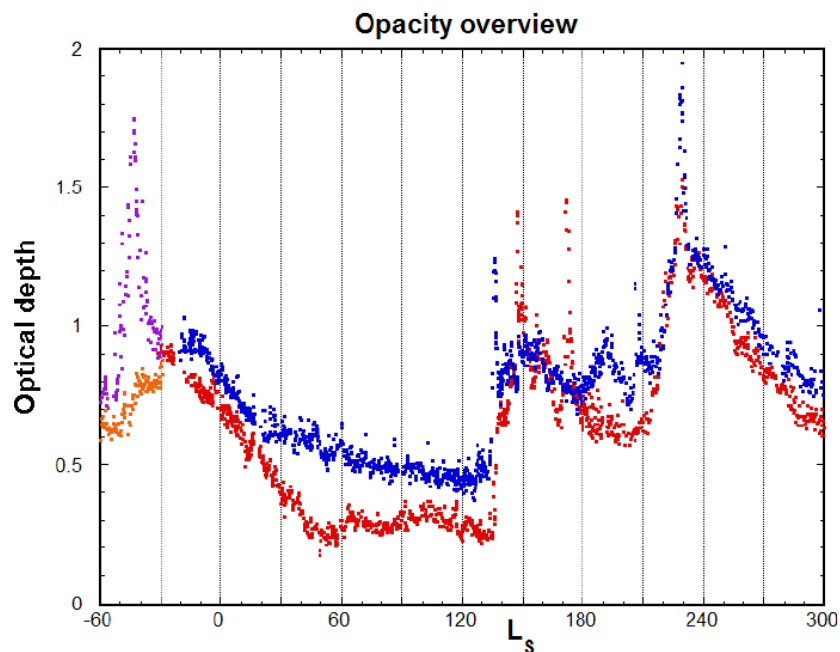


Figure I-4 : Evolution dans le temps (selon la longitude solaire  $L_S$ ) de la profondeur optique mesurée depuis la surface par les Mars Exploration Rovers dans le visible (à  $0,44 \mu\text{m}$ ) en 2004 et 2005. Les mesures d'Opportunity sont en bleu puis violet, celles de Spirit en rouge puis orange. Figure extraite de l'article Lemmon et al. (2006) [140].

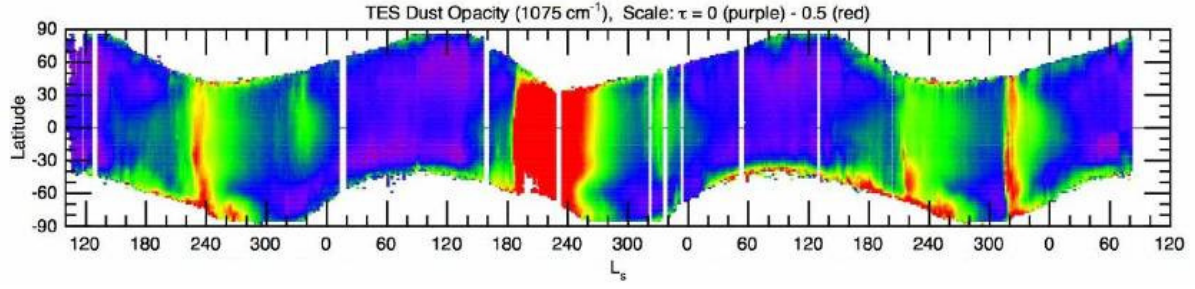


Figure I-5 : Evolution dans le temps (selon la longitude solaire  $L_s$ ) de la profondeur optique de poussière déduite des données TES. La profondeur optique est modélisée à  $9 \mu\text{m}$  et normalisée en pression à 6,1 mbar. 3 années martiennes sont montrées, de 1999 à 2004. Figure extraite de l'article Smith (2006) [217].

### I.1.3.b Distribution verticale

La pression  $P$  décroît avec l'altitude  $z$  selon la loi :

$$P(z) = P(0) \exp\left(-\int_0^z \frac{dz}{H(z)}\right)$$

Cette décroissance résulte de l'équilibre entre agitation thermique et pesanteur.  $H$  est la hauteur d'échelle et vaut  $kT/mg$ ,  $T$  étant la température et  $m$  la masse moyenne des constituants atmosphériques.  $H$  dépend de l'altitude par le biais de la température : celle-ci peut décroître de 250 K en surface à 200 K à 30 km d'altitude [218]. L'atmosphère peut aussi être quasiment isotherme sur plusieurs dizaines de kilomètre [216]. La hauteur d'échelle pourra souvent être approchée par une constante dans la partie basse de l'atmosphère qui contient l'essentiel de la masse. Elle varie typiquement entre 8 et 12 km selon la température de l'atmosphère (située entre 150 et 215 K à 25 km, [217]). Lorsque l'approximation isotherme est valable, l'expression de la pression devient :

$$P(z) = P(0) \exp(-z/H)$$

Si la poussière est bien mélangée avec le gaz, la densité de particules va décroître avec l'altitude selon une exponentielle de même hauteur d'échelle, ce qui a été observé dans certaines régions ([38], [145], [139], [255]). Les observations de la planète Mars au dessus du limbe ont cependant montré que le profil de poussière ne suit pas exactement ce modèle simple ([110], [164], [74]), en particulier à haute altitude, où la quantité de particules décroît plus vite ([49], [110]). Conrath a proposé en 1975 le modèle suivant pour décrire la décroissance avec l'altitude  $z$  du rapport de mélange  $q$  entre le gaz et la poussière [49] :

$$q(z) = q(0) \exp[\nu(1 - p(0)/p(z))]$$

Plus le paramètre  $\nu$  est élevé, plus on s'écarte rapidement du cas où le rapport de mélange est constant. Pour un  $\nu$  de 0,03,  $q(z)/q(0)$  est à moins de 5% de l'unité en dessous de 10 km et voisin de 0 à 50 km. Pour une valeur dix fois plus faible du paramètre, le rapport de mélange ne s'éloigne sensiblement de l'unité qu'à partir de 30 km. Ce paramètre est parfois fixé à 0,03 [145], notamment dans les modèles de circulation générale [71], ou à des valeurs plus faibles

(0,003, [95] ; 0,007, [163]). En réalité il varie spatialement et temporellement [110] selon la force des mouvements convectifs, plus importants lors des tempêtes de poussière ( $\nu = 0.007$ , [49]) ou lorsque la température est élevée ( $\nu = 0.02$  à l'équateur contre  $\nu = 0.04$  au niveau du pôle sud, [164]). Les variations de l'altitude  $z_{\max}$  (en km) du sommet de la couche de poussière en fonction de la saison ( $L_S$ ) et de la latitude  $\Phi$  peuvent ainsi être approchées par la fonction  $z_{\max} = 60 + 18\sin(L_S - 160^\circ) - 22(\sin \Phi)^2$  [71]. Les profils verticaux observés ([110], [164], [74]) ont généralement une structure plus complexe que celles représentées par ces modèles simples. Des couches détachées pouvant contenir de la glace d'eau sont fréquemment observées, et la condensation de glace peut déformer le profil de poussière en accélérant la sédimentation (voir section I.2.3).

La diminution de la profondeur optique avec l'altitude peut-être observée en mesurant la profondeur optique colonne totale au dessus de surfaces d'altitudes différentes ([38], [255], [145]). Plus de 60% de la profondeur optique se trouve à moins d'une hauteur d'échelle de la surface, où le rapport de mélange est très proche de l'unité. Si la poussière est spatialement homogène, la profondeur optique totale va donc varier avec l'altitude  $z$  de la surface selon une loi proche d' $\exp(-z/H)$ . Les cartes de profondeur optique martienne sont ainsi généralement corrigées de cet effet (mise à l'échelle d'une pression donnée, [214]). Les variations de la profondeur optique totale en fonction de l'altitude sont de l'ordre de 20 à 40% pour la plupart des terrains de Mars, mais sont bien supérieures pour les quelques régions d'altitude extrême comme Olympus ou Hellas [145]. L'altitude ne contrôle cependant pas totalement la quantité de poussière : les profondeurs optiques sont ainsi généralement plus faibles au site d'atterrissage de Spirit comparé à celui d'Opportunity, alors que ce dernier est situé à une altitude plus élevée (-1,5 km contre -1,9 km) (Figure I-4).

## I.2. Les régions polaires de Mars

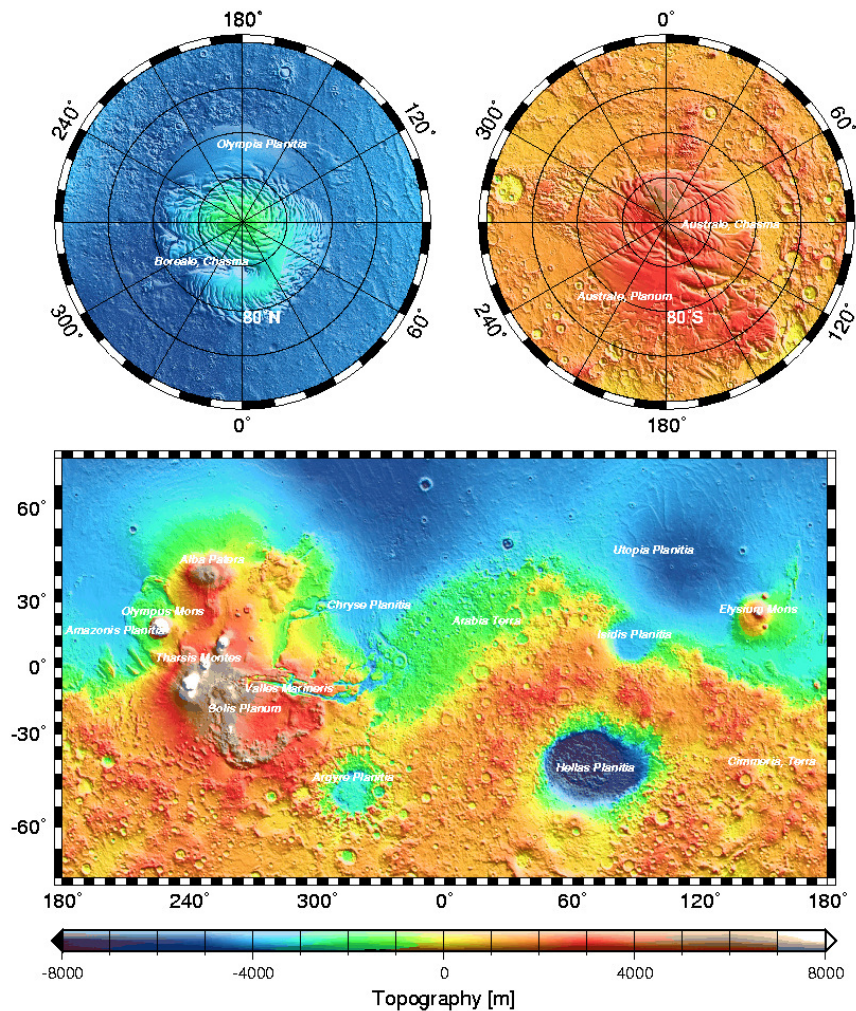


Figure I-6 : Carte de l'altimétrie de Mars, déduite de l'altimètre laser MOLA [212].

Les grandes structures du relief martien observées aujourd'hui (Figure I-6) ont plusieurs origines. Le rayon de la planète Mars ( $3,4 \cdot 10^3$  km), intermédiaire entre celui de la lune et celui de la Terre, fut suffisant pour que les phénomènes convectifs internes modifient fortement la surface de la planète [19]. Elle est aujourd'hui caractérisée par de nombreuses structures témoignant d'une forte activité volcanique, tel le plateau de Tharsis, un dôme de plus de 5 km de hauteur étalé sur 5500 km de diamètre supportant plusieurs volcans géants éteints [176]. Si les terrains de l'hémisphère nord, d'altitude faible (autour de -4 km), sont remplis de lave, les terrains de l'hémisphère sud, dont l'altitude est voisine de 3 km, sont couverts de cratères et datent des premiers temps de l'histoire de Mars : ils n'ont pas été remodelés comme sur Terre car Mars n'a pas connu de tectonique des plaques. C'est dans l'hémisphère sud que l'on trouve des bassins d'impact de plusieurs centaines de kilomètres de diamètre comme Hellas ou Argyre. Les régions polaires sont caractérisées par une augmentation locale d'altitude de plusieurs kilomètres (Figure I-6) non associée à des événements volcaniques ou



météoritiques : ces régions sont en effet recouvertes de dépôts stratifiés d'origine éolienne composés de poussière et/ou de glace ([50], [222], [225]).

### I.2.1. La calotte polaire Nord

#### I.2.1.a Structure des dépôts polaires « permanents »

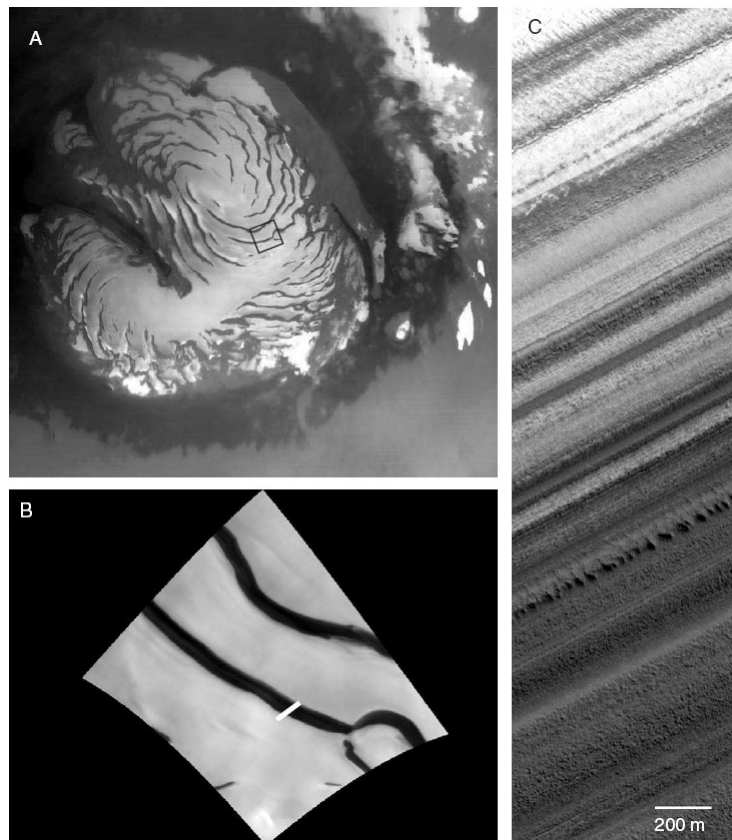


Figure I-7 : Observations de la calotte Nord, obtenues par la caméra MOC. (A) : la calotte permanente. (B) zoom sur le cadre indiqué sur l'image A, montrant des crevasses sombres à l'intérieur de la calotte de glace. (C) zoom sur l'intérieur d'une crevasse (indiquée sur l'image B), montrant les dépôts stratifiés. Image extraite de Milkovich and Head (2005) [159].

Durant l'été est exposée autour du pôle nord de Mars la calotte polaire dite « permanente », par opposition aux dépôts de givre saisonniers couvrant les hautes latitudes durant l'hiver (Figure I-7). Cette calotte se caractérise par une zone surélevée d'un à trois kilomètres [212] grossièrement délimitée par le cercle de latitude 80°N. L'albédo de la couche superficielle de la calotte, compris entre 0,4 et 0,6 ([108], [182]), correspond à de la glace d'eau contaminée en poussière [120]. Cette calotte de glace est coupée par des dépressions en spirale de 5 à 15 km de largeur et de 0,1 à 1 km de profondeur [45] définissant des structures sombres au sein de la calotte glacée (Figure I-7). Sur les murs de ces dépressions sont visibles des dépôts stratifiés, plus ou moins brillants, correspondant à différents mélanges glace / poussière. L'épaisseur des couches observées en orbite varie entre 300 mètres [45] et 10 cm : les

couches plus fines, si elles existent, sont recouvertes de dépôts de glace et/ou de poussière [104]. Ces séries stratigraphiques montrent des liens statistiques avec les variations des paramètres orbitaux de Mars survenues durant les dix derniers millions d'années ([136], [159]). Elles peuvent être en partie reproduites en modélisant les variations passées du climat de la planète [144], bien que la brillance apparente des couches ne soit pas directement reliée à leur composition interne, la topographie, la texture, et à la couverture en givre influant également sur la brillance [104]. Cette calotte n'est donc pas « permanente » sur des échelles de temps géologiques [68] : l'âge estimé des terrains stratifiés du Nord n'est que de cent mille ans au plus [103].

La calotte permanente boréale est entourée de dunes sombres. L'inertie thermique de ces dunes, trop faible pour correspondre à des grains de sable (grains dont le diamètre est compris entre 60 et 2000  $\mu\text{m}$  [90]) pourrait indiquer qu'elles sont composées d'agrégats de grains plus fins [45]. OMEGA a détecté, à l'intérieur des ces dunes, une forte concentration d'un sulfate de calcium, probablement du gypse, localisée autour de 245° E, 80° N [132]. Des signatures plus faibles s'étendent à partir de cette région vers l'ouest, toujours à l'intérieur de la zone couverte par les dunes sombres. Ce dépôt de gypse se démarque significativement des autres dépôts détectés par OMEGA aux latitudes moyennes, par son étendue importante et son jeune âge. Plusieurs mécanismes requérant de l'eau liquide pourraient expliquer sa formation ([132], [69]).

#### **I.2.1.b Evolution saisonnière et journalière**

Chaque automne une calotte de givre constituée principalement de glace de  $\text{CO}_2$ , mais également de glace d' $\text{H}_2\text{O}$  et de poussière, se forme autour du pôle Nord. La nature des dépôts de givre observés dans les régions polaires a longtemps été déterminée par la mesure de la température de surface [120], la température de condensation du  $\text{CO}_2$  étant inférieure à 150 K alors que la température de condensation de l'eau avoisine les 200 K (Figure I-8). Depuis l'arrivée d'OMEGA en orbite fin 2003, il est désormais possible d'analyser la nature des constituants des calottes martiennes en se basant sur les signatures spectrales des différentes glaces dans le proche infrarouge [14]. La calotte saisonnière de  $\text{CO}_2$  s'étend à son maximum jusqu'à 53° de latitude nord ([124], [108]). La calotte recule à partir de  $L_S$  300° environ (milieu de l'hiver), et la calotte permanente redevient exposée à partir de  $L_S \sim 70^\circ$ . Durant la sublimation de la calotte saisonnière, les quelques 100 derniers kilomètres au bord de la calotte sont constitués d'un anneau de givre d'eau uniquement ([124], [135]). A partir du milieu du printemps ( $L_S$  50°), les signatures spectrales de la calotte saisonnière sont dominées par la glace d'eau car l'élévation de température a provoqué la sublimation du givre de  $\text{CO}_2$  en surface. En se sublimant progressivement, le givre d'eau révèle des zones constituées de givre de  $\text{CO}_2$  (préservées de la sublimation sous le givre d'eau) qui disparaissent en quelques jours [135]. Au début de l'été les zones couvertes de glace qui sont exposées correspondent à la calotte permanente. L'instrument OMEGA a montré que durant les premiers jours de l'été la calotte permanente est encore recouverte de petits grains de givre d'eau correspondant à un dépôt saisonnier. Ces grains se subliment ensuite, laissant apparaître la glace d'eau pérenne de la calotte. Durant l'été, des variations journalières de la couverture en glace d'eau sont possibles car la température est parfois proche de 200 K, le point de condensation de l'eau dans les conditions martiennes (Figure I-8). Elles ont notamment été observées par OMEGA,

au delà de 80°N, et pourraient expliquer les variations journalières de l'albédo de certains cratères remplis de glace entourant la calotte ([3], [253]).

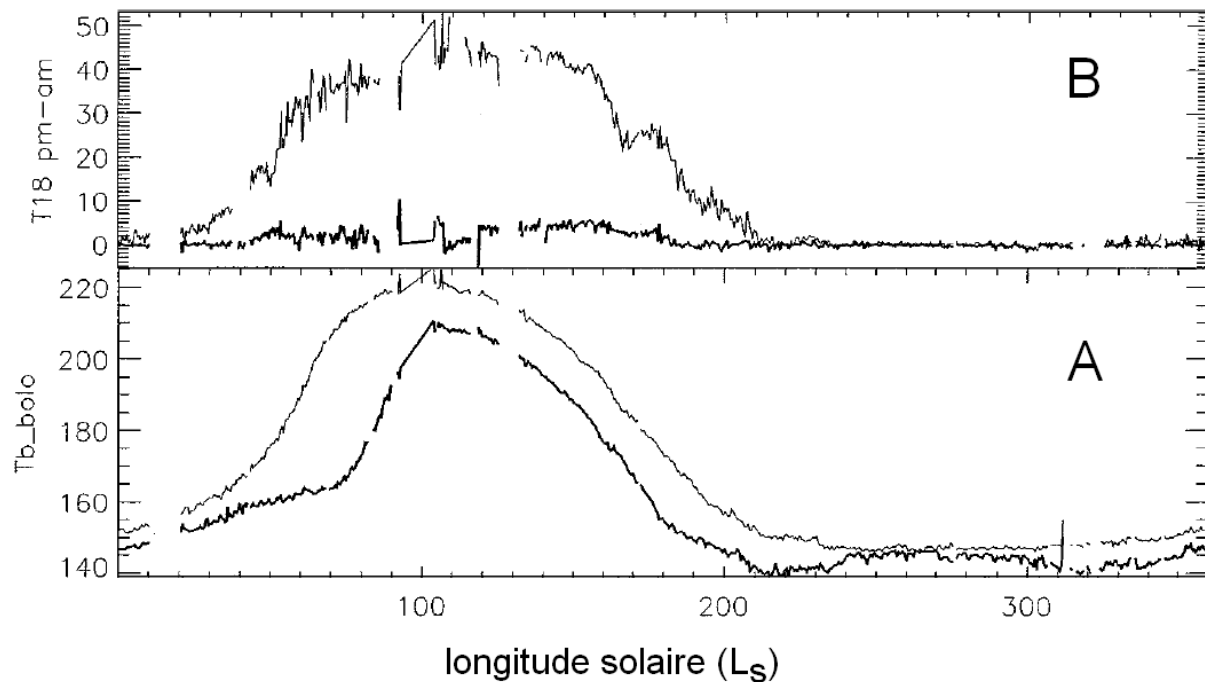


Figure I-8 : Evolution temporelle de la température aux hautes latitudes Nord (traits épais : 85°N–87°N ; traits fins : 70°N–75°N). A : Température de brillance bolométrique à 18  $\mu$ m, moyennée sur la journée, donnant une estimation de la température de surface. B : Variations diurnes de la température de surface. Courbes extraites de l'article Kieffer and Titus, 2001 [124].

## I.2.2. La calotte polaire Sud

### I.2.2.a Composition

La calotte polaire sud est, comme la calotte nord, formée de deux unités géologiques [231] surélevées de 2 à 3 kilomètres par rapport aux plaines avoisinantes [212]. L'unité la plus étendue (jusqu'à 70° de latitude sud) est constituée de dépôts stratifiés datés de 10 millions d'années au minimum ([103], [101]) – soit deux ordres de magnitude plus âgés que ceux de la calotte nord [45] – composés de glace d'eau et de poussière ([15], [192]). La glace affleure en surface sur une région de faible étendue (400 km de diamètre) décalée par rapport au pôle (son centre est à 87°S, 315°E). Cette calotte est recouverte en permanence de CO<sub>2</sub> mais est principalement composée de glace d'eau ([45], [15], [192]). L'épaisseur de la couche permanente de CO<sub>2</sub> est de quelques mètres [169]. Les calottes sud et nord présentent donc des différences majeures (âge des dépôts stratifiés, composition de la calotte résiduelle superficielle...) dont l'origine, encore mal comprise [45], pourrait être liée à la différence d'altitude entre les deux calottes (6 km), au fait que la saison des poussières se déroule durant le printemps et l'été de l'hémisphère sud [233], ou au fait que le périhélie de Mars est actuellement au voisinage du printemps et de l'été sud [45].



La calotte saisonnière qui recouvre les régions polaires australes l'hiver s'étend jusqu'à 45°S [134]. Elle est principalement constituée de CO<sub>2</sub>, des signatures de glace d'eau localisées étant également apparentes à certaines périodes [134]. La sublimation progressive de la calotte saisonnière à partir du printemps est asymétrique par rapport au pôle : la zone comprise entre les longitudes 60°E et 210°E se sublime plus rapidement que la zone opposée, qui finit de se sublimer au milieu de l'été seulement. C'est entre ces deux longitudes – 60°E et 210°E – qu'est observée au cours du printemps une structure particulière nommée « région cryptique » [122].

### I.2.2.b La région cryptique

La région « cryptique » [122] est une zone de la calotte saisonnière sud apparente au cours du printemps. Cette zone se caractérise par un albédo faible, comparable à celui des terrains sans glace, et une température similaire à celle de la glace de CO<sub>2</sub> (Figure I-9). La première explication avancée pour justifier ces deux propriétés est que cette région est constituée de glace de CO<sub>2</sub> transparente à travers laquelle on voit le sol sombre situé en dessous (voir Figure I-11b). L'instrument OMEGA, capable de mesurer, au sein d'une surface constituée de glace, le libre trajet moyen entre deux événements diffusifs, a cependant montré que la couleur sombre de la région cryptique est dû à la présence de poussière en surface, sur la glace de CO<sub>2</sub>, remettant en cause l'hypothèse initialement avancée [133].

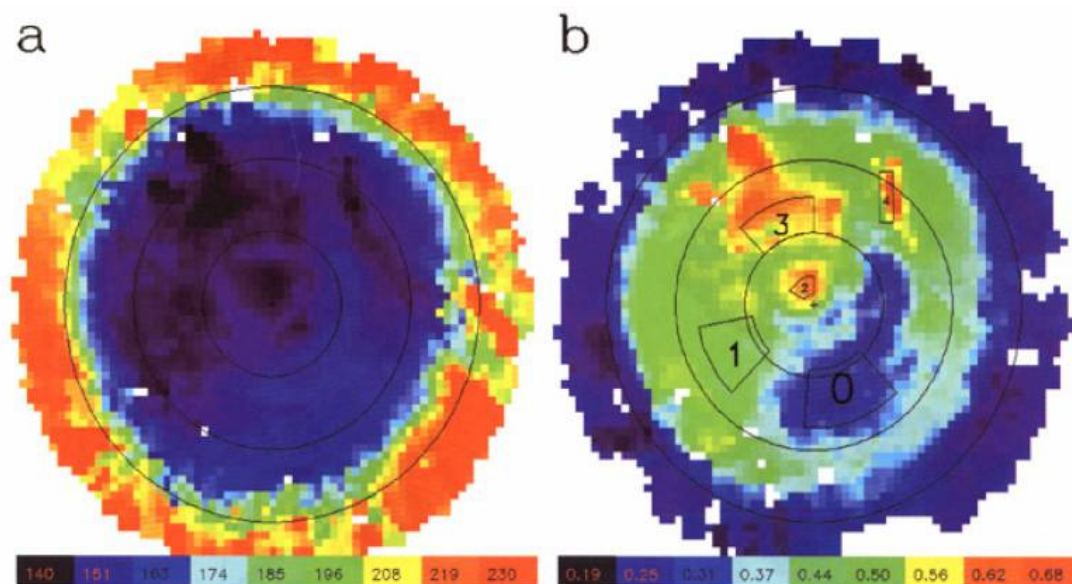


Figure I-9 : Gauche : carte de température de la calotte sud. Droite : carte d'albédo de la calotte sud. La région « cryptique » (indiquée par un « 0 »), a un albédo très faible, comparable à celui de la poussière, et une température permettant à la glace de CO<sub>2</sub> d'être stable. Figure extraite de l'article Kieffer et al. (2000) [122].

Des régions sombres en éventail sur la glace et des structures « en araignée » au niveau de la surface sous la glace sont observées dans les régions polaires sud de Mars, en particulier au niveau de la région cryptique (Figure I-10, [190], [126]). La dimension caractéristique de ces structures est la centaine de mètre. Pour expliquer ces observations, l'existence de geysers de gaz de CO<sub>2</sub> brisant la glace a été avancée [123]. Cette explication nécessite la présence d'une

couche de glace transparente, à travers laquelle les rayons du soleil chauffent le sol sombre. L'élévation de température sublime une partie de la glace de  $\text{CO}_2$ , qui s'échappe vers le haut en brisant la glace et en entraînant du sable et de la poussière. Les structures en araignée seraient creusées dans le sol là où se forment les geysers, et les éventails sombres seraient du sable entraîné par le vent puis déposé en surface. Ces geysers pourraient expliquer la présence de poussière sur la glace au niveau de la région cryptique au milieu du printemps. La corrélation entre les structures indiquant la présence de geysers et la région cryptique n'est cependant pas parfaite (les structures sont davantage corrélées à la latitude), et la circulation atmosphérique pourrait aussi jouer un rôle dans la contamination en poussière de cette région ([47], [133]). Un autre point à comprendre est l'albédo élevé de la glace sur laquelle sont observés les éventails, peu compatible avec l'hypothèse d'une glace transparente à travers laquelle on voit les terrains sombres dont le matériau est à l'origine des éventails sombres.

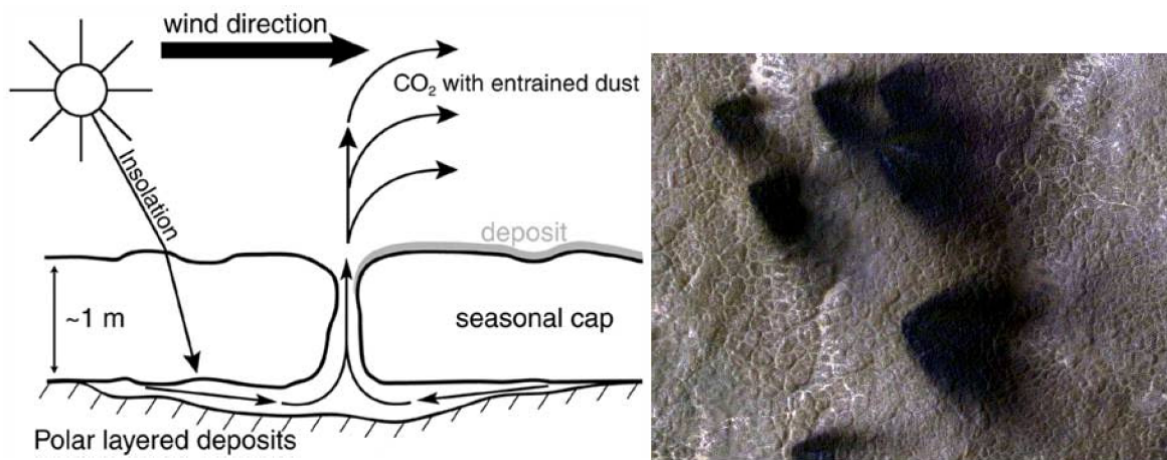


Figure I-10 : Geyser de  $\text{CO}_2$  et de poussière au niveau de la région cryptique de la calotte sud (gauche : schéma extrait de [190] ; droite : image HIRISE extraite de [105]).

### I.2.3. Les interactions entre la glace et la poussière

Les couches de glace des régions polaires de Mars ne sont pas pures mais contaminées en poussière. Nous allons évoquer brièvement les interactions possibles sur Mars entre la poussière (atmosphérique et déposée en surface) et les glaces d'eau et de  $\text{CO}_2$ .

#### I.2.3.a **La nucléation atmosphérique**

Les cristaux de glace peuvent se former dans l'atmosphère martienne soit par nucléation homogène (formation spontanée d'un amas de molécules qui servira de noyau de condensation) soit par nucléation hétérogène (le gaz se condense sur un noyau d'une autre composition) [162]. Sur Terre, la nucléation hétérogène de l'eau en glace se fait dès  $0^\circ\text{C}$  alors que la nucléation homogène nécessite que l'eau soit en surfusion à  $-40^\circ\text{C}$  [240]. Sur Mars, la nucléation hétérogène est généralement privilégiée par les modélisateurs car de nombreux noyaux de nucléation sont disponibles (l'atmosphère contient en permanence des poussières

micrométriques et submicrométriques, voir section I.1) alors que la nucléation homogène nécessite une supersaturation importante ([85], [46], [147]).

Le maintien en suspension de particules dans l'atmosphère provient d'un équilibre entre des mouvements descendants dus à la gravité et des mouvements ascendants dus aux turbulences. La condensation de glace sur un noyau de poussière modifie son rayon et sa masse et peut provoquer sa sédimentation rapide en surface [162]. Ce phénomène a été proposé à plusieurs reprises pour expliquer les faibles quantités de poussière observées à certaines périodes dans l'atmosphère de Mars, en particulier au niveau des régions polaires ([175], [164], [124], [178]) et au niveau du bassin d'Hellas [145]. La présence de noyaux de poussière au sein des cristaux de glace peut fortement réduire l'albédo de la glace en surface, comme cela est observé pour la glace d'eau au pôle Nord de Mars ([121], [45], voir aussi section I.2.3.c). Un des atterrisseurs Viking s'est posé à haute latitude (48°N), et a vu en hiver la surface se recouvrir d'une très fine couche de givre dont les propriétés sont compatibles avec la présence de noyaux de condensation [243].

### **I.2.3.b Evolution de la contamination en poussière des glaces de surface**

La glace de surface peut être contaminée en poussière par trois mécanismes :

- Les cristaux de glace se forment par condensation autour d'un noyau de poussière (voir section précédente).
- De la poussière atmosphérique sédimente sur la glace après sa formation, par exemple suite à des tempêtes ayant injecté de grandes quantités de poussière dans l'atmosphère ([121], [233], [28]).
- La poussière et les cristaux de glace sédimentent simultanément lors de la formation des calottes saisonnières [121] (les nuages qui se forment au dessus des calottes à l'automne lors de la formation des calottes saisonnières combinent poussière et glace [244]).

La contamination en poussière de la glace peut diminuer de plusieurs manières :

- Si les grains de poussière sont libres en surface, soit parce qu'ils se sont déposés après la glace, soit parce que le givre les emprisonnant s'est sublimé, ils peuvent être transportés par les vents. Les contrastes thermiques importants entre les surfaces couvertes de glace et les surfaces sans glace pourraient favoriser la formation de vents suffisants pour déplacer la poussière déposée sur la glace [145]. La sublimation du CO<sub>2</sub> pourrait également produire des vents capables de soulever la poussière de la glace ([122], [126]).
- Les grains de poussière peuvent également s'enfoncer en profondeur dans la glace, deux mécanismes étant envisageables. La poussière, libérée par la sublimation du givre saisonnier, peut s'enfoncer en tombant entre les craquelures des couches de glaces anciennes ([131], [253]). La poussière, de plus en plus chauffée à mesure que l'on s'approche du solstice d'été, pourraient également faire fondre localement la glace sur laquelle elle repose et s'enfoncer ainsi progressivement ([183], [45], [126]).

### I.2.3.c Impact sur les propriétés optiques de la glace

Cette contamination en poussière a un impact majeur sur les propriétés optiques de la glace. Plusieurs théories ont été développées pour modéliser la lumière diffusée par une surface planétaire, avec notamment pour objectif d'inverser les spectres de réflectance observés pour en déduire les propriétés chimiques et physiques des surfaces analysées ([99], [53], [211], [198]), en particulier pour les mélanges de type granulaire.

Lorsque la surface peut-être modélisée par un mélange de ce type, la taille des grains est un paramètre ayant une influence importante sur le spectre en réflectance observé, car elle définit la longueur des trajets séparant deux interfaces diffusantes. Lorsque l'on observe un matériau ayant un indice optique complexe non nul, comme la poussière ou la glace à certaines longueurs d'onde proche infrarouge, la probabilité pour un photon pénétrant dans ce matériau d'être absorbé augmente avec la taille des grains. En effet si les grains sont suffisamment gros, tous les photons entrant dans un grain sont absorbés alors que si les grains sont petits, les photons peuvent être réfléchis sur les interfaces et ressortir des grains vers l'extérieur avant d'avoir été absorbés (Figure I-11, a). La réflectance apparente d'une surface va donc augmenter lorsque la taille des grains constituant cette surface diminue. La glace non contaminée en poussière absorbe très peu le rayonnement dans le visible : une couche de glace déposée sur un substrat sombre apparaîtra brillante si elle est constituée de petits grains ou transparente, et donc sombre, si elle est constituée d'un bloc sans interface diffusante en son sein (Figure I-11, b). La façon dont les différents grains constituant un mélange sont agencés influe également sur le spectre observé. En cas de mélange spatial de plusieurs surfaces à l'intérieur d'un pixel (patches de glace et de poussière par exemple), le spectre apparent est une combinaison linéaire des différents constituants. En cas de mélange de type « sel et poivre » (Figure I-11, c), le spectre apparent n'est plus une combinaison linéaire : le matériau sombre domine [44]. La poussière réduit alors fortement le continuum du spectre de la glace, alors que les bandes d'absorption restent prononcées et sont peu affectées par la présence de poussière. Lorsqu'un matériau se solidifie autour d'un noyau de composition différente, la réflectance observée dépend notamment de la capacité des photons à atteindre ou non le noyau à l'intérieur des grains, selon le coefficient d'absorption du matériau entourant le noyau (Figure I-11 d et e).

Dans le proche infrarouge, les absorptions par les constituants de la surface sont dues principalement à des transitions de vibration moléculaire ou cristalline ; les transitions électroniques correspondent principalement à des photons plus énergétiques, visibles et UVs. La position et la forme des absorptions sont caractéristiques de certaines molécules, liaisons inter moléculaire, phases... et leur observation permet de déterminer la nature et les propriétés des constituants présents en surface. La force d'une bande d'absorption peut être estimée en divisant la réflectance au fond de la bande par la réflectance dans le continuum : ce rapport est en effet indépendant du continuum. Selon le type de mélange et la taille des grains (cf. Figure I-11), une même fraction d'un constituant donné ne va pas donner lieu à la même bande d'absorption. L'évolution temporelle d'une bande peut donc traduire différents mécanismes : variation de la concentration d'un constituant, mais aussi évolution de la taille des grains (e.g., les cristaux de glace grossissent avec le temps car leur stabilité augmente lorsque le rapport surface sur volume diminue [43]), variations de la température du constituant (l'indice optique imaginaire d'un milieu, qui définit son absorption, dépend de la température [93]),

modification de l'environnement chimique des liaisons responsables de la bande d'absorptions [76]...

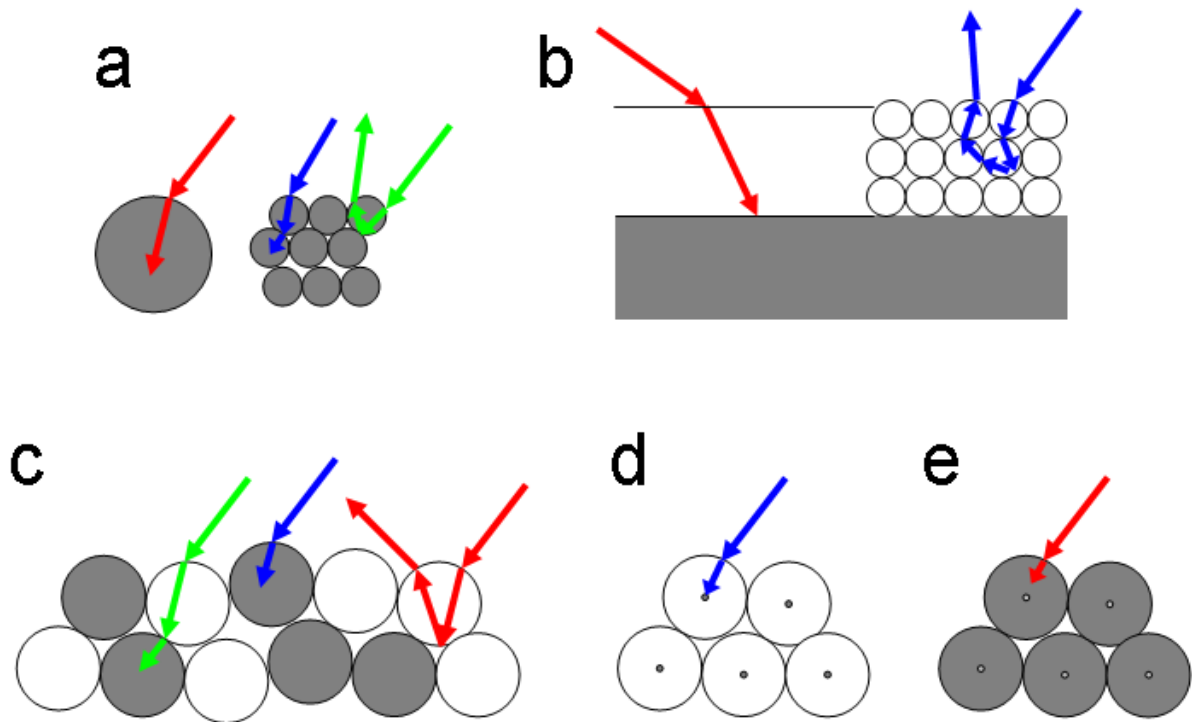


Figure I-11 : Effet de la taille des grains constituant une surface et du type de mélange. (a) Pour une constitution donnée, la réflectance augmente lorsque la taille des grains diminue car certains photons peuvent sortir après réflexion sur les faces internes des grains et avant d'avoir été absorbé (vert, comparé à rouge). (b) Un matériau transparent (e.g. glace) recouvre un matériau sombre ; lorsque la surface est constituée de petits grains (e.g. cristaux de neige), elle apparaît brillante car les photons ressortent après diffusions multiples sur les parois des grains (flèches bleues) ; lorsque la surface est composée d'un bloc (e.g. bloc de glace), les photons atteignent la surface sous la couche transparente et sont absorbés (rouge). (c) Mélange intime (« sel et poivre ») de grains absorbants et de grains transparents ; la réflectance apparente n'est pas une combinaison linéaire des réflectances de chaque matériau : le matériau sombre domine. (d) Mélange « intra » de grains sombres à l'intérieur de grains transparents ; certains photons sont absorbés par les grains sombres avant d'avoir été réfléchis par le fond du grain transparent. (e) Mélange « intra » de grains clairs à l'intérieure de grains sombres ; les photons sont absorbés par le grain sombre avant d'avoir atteint le grain clair.

## I.3. Les régions sombres des latitudes basses à moyennes

### I.3.1. Précipitation et soulèvement de poussières

La quantité de poussière présente dans l'atmosphère varie car la poussière est régulièrement déposée et soulevée de la surface de Mars. Les particules les plus facilement mises en mouvements par le vent ont un diamètre de l'ordre de  $100\ \mu\text{m}$  [87]. Les particules plus grosses sont trop massives, alors que les particules plus fines, comme la poussière (quelques microns), sont plus difficiles à déplacer car les forces de cohésion inter-particules augmentent avec le rapport surface/volume [88]. Les vents maximum mesurés sur Mars sont de l'ordre de  $30\ \text{km.s}^{-1}$  ([28], [171]), et pourraient être parfois suffisant pour mettre directement en suspension des grains de poussière [247]. Lorsque les vents sont trop faibles, la poussière peut tout de même entrer en suspension grâce à la saltation des grains de sable facilement mobiles de  $100\ \mu\text{m}$  : ces derniers effectuent de courtes trajectoires balistiques sous l'action du vent et soulèvent de la poussière en retombant. Ce mécanisme est faiblement actif au voisinage des *Mars Exploration Rovers* ([90], [91]) mais semble nécessaire aux simulations numériques [177].

#### I.3.1.a Les tempêtes de poussières

Les vents martiens doivent dépasser un certain seuil avant de mettre en mouvement les particules de poussière, soit directement soit par saltation [177]. Ce seuil est atteint uniquement à certaines époques et au niveau de certaines régions, ou des quantités importantes de poussière sont alors parfois mises en mouvement : les tempêtes de poussière. Une distinction est faite entre les tempêtes de poussière et les nuages de poussière, ces derniers n'étant plus situés au dessus de leur source. Les tempêtes de poussière sont généralement classées en trois catégories selon leur ampleur et leur durée : locales ( $< 1,6 \cdot 10^6\ \text{km}^2$ , moins de trois jours), régionales, et globales (« planet-encircling », [256]) lorsque de nombreuses tempêtes régionales créent un nuage qui obscurcit toute la planète [26]. Entre 100 et 200 tempêtes de poussière sont observées chaque année sur Mars, dont moins de 20 régionales [28]. Les tempêtes locales sont observées à toutes les saisons sur la plupart des régions de Mars [28]. Les tempêtes les plus nombreuses et les plus volumineuses ont lieu aux bords des calottes saisonnières ([26], [175]) et au niveau des latitudes moyennes de l'hémisphère sud durant le printemps et l'été ([177], [28]). Les vents forts qui provoquent des tempêtes au niveau des calottes polaires proviennent probablement des contrastes thermiques entre la glace et la poussière [145]. Les nombreuses tempêtes de poussières qui débutent au milieu du printemps de l'hémisphère sud ( $L_S\ 140^\circ$ ) injectent de la poussière à plusieurs dizaines de kilomètre d'altitude [28] et sont responsables de l'augmentation généralisée de poussière dans l'atmosphère à cette période. C'est à cette époque que peuvent avoir lieu les tempêtes globales, avec une fréquence d'environ une toute les trois années martiennes (soit une toutes les six années terrestres) [256]. L'occurrence d'une tempête globale ne semble pas prédictible pour l'instant, mais certains modèles de circulation atmosphérique générale

reproduisent une variabilité similaire [10]. La durée totale d'une telle tempête est d'environ 100 à 200 jours ([64], [28]), la phase d'expansion durant quelques semaines.

### **I.3.1.b Les tornades de poussières**

Un autre phénomène est responsable de l'injection de poussière dans l'atmosphère : les tornades de poussière [232]. Ces tornades sont des tourbillons d'air ascendant entraînant de la poussière. Ces tourbillons se forment lorsque la surface est chauffée par le soleil de manière inhomogène en raison de la rugosité de la surface ou des contrastes d'albédo [177]. A vitesse de vent équivalente, ces tourbillons sont plus efficaces pour soulever la poussière que les vents classiques [89]. Les tornades martiennes font typiquement quelques dizaines de mètres de large et plusieurs centaines de mètres de haut, mais peuvent s'écarter sensiblement de ce cas moyen ; elles se forment puis disparaissent en quelques minutes ([92], [4]). Elles sont fréquentes au niveau de certaines régions : le Rover Spirit a imagé en moyenne 2 tornades par jours durant le printemps et l'été de l'hémisphère sud [92]. La plupart des tornades laissent une trace noire au sol en se déplaçant, parce qu'elles entraînent de la poussière brillante et révèle le matériau plus sombre qui se trouve en dessous. Des tornades sont détectées à toutes les latitudes, excepté les latitudes polaires extrêmes, à toutes les altitudes, mais dans certaines zones uniquement, comme Amazonis [27]. Ces tornades sont principalement observées aux niveaux des printemps et étés locaux, le maximum se situant en été ([92], [4], [67], [27]). Elle ne sont pas responsables du déclenchement des tempêtes de poussière ([178], [27], [4]) mais permettent de maintenir en permanence une certaine opacité atmosphérique, en particulier durant le printemps et l'été de l'hémisphère Nord où l'activité des tempêtes est faible ([118], [67], [173], [9]). Les tornades de poussière pourraient être responsables de la moitié de la poussière soulevée les années où aucune tempête globale ne se produit [118].

### **I.3.1.c Variabilité des terrains sombres**

Les surfaces recouvertes d'une quantité importante de poussières sont brillantes (réflectance de l'ordre de 0,4 au voisinage d'1  $\mu\text{m}$ ). Ainsi, les terrains clairs de Mars sont souvent assimilés à des « réservoirs » de poussière [35] (en raison notamment de leur faible inertie thermique que l'on associe à une taille de grains inférieure à 100  $\mu\text{m}$  [205]), l'albédo des cibles de calibration des atterrisseurs tend vers 0,4 à mesure que de la poussière les recouvre [127] et certaines traces sombres laissées par les tornades sont progressivement recouvertes de poussière et s'estompent [4]. Les régions sombres en revanche sont principalement dépourvues de poussière. Globalement, les motifs d'albédo de Mars sont inchangés depuis que des observateurs terrestres ont cartographié la planète [77] : les mécanismes responsables du dépôt ou du soulèvement de la poussière agissent donc préférentiellement dans certaines régions de Mars. La circulation atmosphérique pourrait favoriser la précipitation de la poussière dans certaines zones au détriment d'autre. La nature des terrains sombres, dont l'inertie thermique est souvent proche du sable [186], pourrait favoriser la saltation est donc la réinjection permanente de la poussière déposée ([206], [193], [90]). Les frontières des régions sombres ne sont pas tout à fait stables au cours du temps : des variations ont été observées sur des échelles de plusieurs années à plusieurs dizaines d'année ([36], [138], [77], [228], Figure I-12). Précipitation et nettoyage sont ici en compétition : les tornades de poussière, les tempêtes et le vent permettent de retirer de certaines zones de la poussière sans qu'elle y soit



de nouveau déposée, et de nouveaux dépôts de poussière pérennes se forment ([77], [78], [206]). Après les tempêtes de poussière, l'ensemble de la planète apparaît pendant quelques temps moins contrastée : ceci pourrait provenir d'une fine couche de poussière de quelques microns déposée sur l'ensemble de la planète, puis progressivement nettoyée par les mécanismes évoqués ci-dessus, ou d'une forte quantité de poussière atmosphérique rémanente ([193], [148], [28]). Les variations globales de l'albédo de Mars pourraient influencer sur le climat martien ([28], [65]).

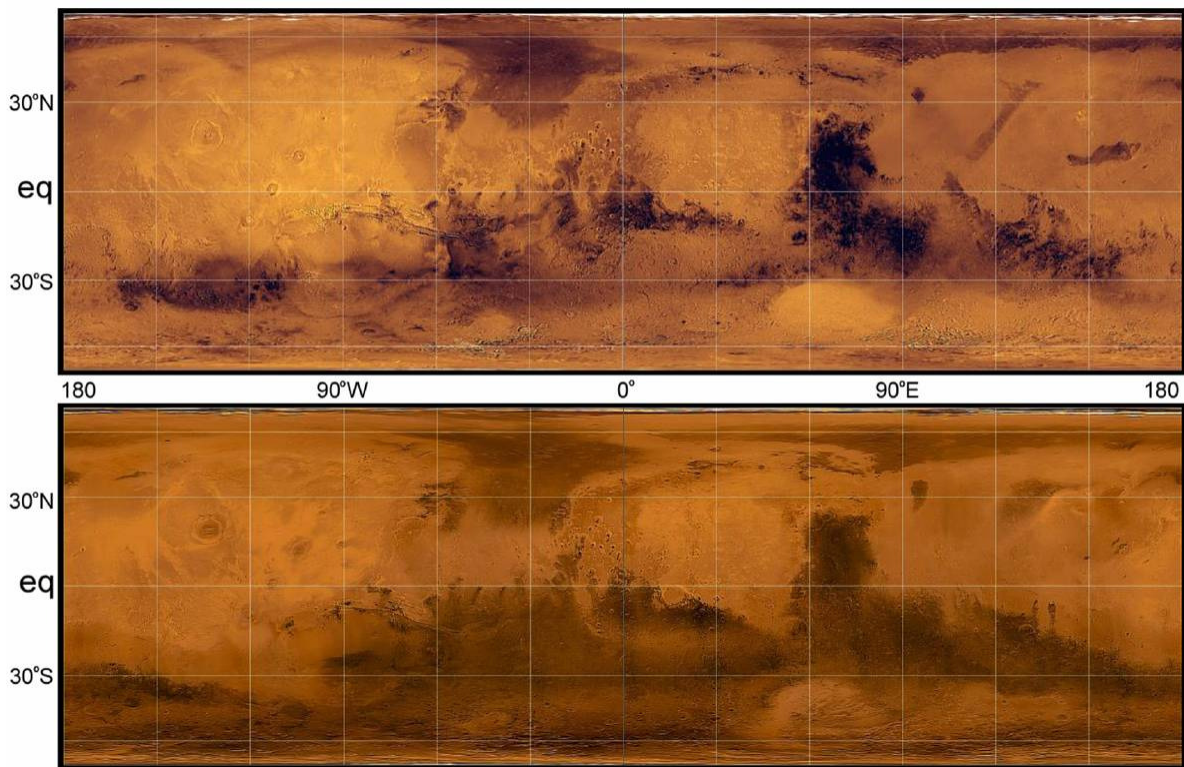


Figure I-12 : Comparaison entre une mosaïque Viking (1977) et MGS (2001). Certaines structures sombres de la surface de Mars changent de forme sur de longues échelles de temps. Figure extraite de [228], d'après Geissler et al. (2005) [77].

### I.3.2. La nouvelle histoire de Mars

OMEGA a détecté des minéraux hydratés dans les régions équatoriales de Mars non recouvertes de poussières. Ces observations ont permis l'élaboration d'un nouveau scénario de l'histoire de Mars, que nous allons brièvement décrire dans cette section. De nombreuses structures géomorphologiques observées à la surface de Mars depuis les sondes Viking s'expliquent par des processus de formation impliquant de l'eau liquide [29]. L'eau liquide est aujourd'hui instable sur Mars, en raison des faibles valeurs moyennes de la pression et de la température, excepté pendant de courtes périodes estivales sur certaines régions localisées [96]. Avant l'arrivée d'OMEGA, peu de preuves minéralogiques de la présence d'eau liquide dans l'histoire passée de Mars avaient été trouvées. L'instrument TES, embarqué sur *Mars Global Surveyor*, a détecté en 2000 d'anciens dépôts localisés d'hématite cristalline grise ( $\alpha$ -Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub>), probablement formés par précipitation chimique depuis un fluide aqueux [37]. Le



principal dépôt se trouve sur Meridiani, où le Rover Opportunity a été envoyé fin 2003 [83]. Ce Rover y a découvert des sphérules d'hématite grise pouvant expliquer les signatures d'hématite détectées en orbite par TES et résultant d'un processus de diagenèse. Opportunity a également découvert de fortes concentrations de sulfates contenant des molécules d'eau dans leur structure et requérant probablement la présence d'eau liquide en surface lors de leur formation [226].

### I.3.2.a Les minéraux hydratés

L'instrument OMEGA a détecté sur certains terrains de la planète Mars les signatures spectrales de plusieurs minéraux hydratés grâce aux absorptions correspondant à des niveaux de vibrations moléculaires liés à la molécule  $H_2O$  ou à la liaison métal-OH ([16], [76], [199]). Deux types de minéraux hydratés ont été découverts par OMEGA : les sulfates et les phyllosilicates (Figure I-13).

Les sulfates sont des minéraux dont la structure chimique typique est  $MSO_4 \cdot nH_2O$ ,  $M$  représentant un métal et  $n$  étant le degré d'hydratation du sulfate. Ces sulfates ont été détectés par certains niveaux de vibrations de la molécule  $H_2O$  (à 1,4 et à 1,9  $\mu m$ , pouvant être décalés à 1,6 et 2,1  $\mu m$ ), de la liaison métal-OH et de la liaison S-O associée à des molécules d'eau (entre 2,2 – 2,4  $\mu m$ ) [76]. Trois classes de sulfates ont été détectées dans les régions équatoriales : des sulfates mono-hydratés, probablement de la kiesérite (un sulfate de magnésium de formule  $MgSO_4 \cdot H_2O$ ) ; des sulfates de calcium, le gypse ( $CaSO_4 \cdot 2H_2O$ ) étant un bon candidat ; des sulfates poly-hydratés, plusieurs cations pouvant expliquer les signatures observées. Ces signatures de sulfate sont associées à des dépôts stratifiés brillants vieux de 3 à 4 milliards d'année [76], partiellement recouvert d'une couche plus jeune. Ces sulfates peuvent se former en surface, par évaporation d'une étendue d'eau ou par altération d'une roche volcanique sous une pluie acide, ou bien en profondeur dans des conditions hydrothermales. Leur formation ne nécessite pas la présence d'eau liquide sur de longues échelles de temps : l'évaporation rapide d'une nappe d'eau liquide instable suffit à leur élaboration.

Les phyllosilicates sont des minéraux présentant une structure en feuillet dont la composition chimique comprend des groupements  $Si_2O_5$ , des métaux et des groupements OH. Les argiles à structure feuilletée font partie de la famille des phyllosilicates. Ils sont détectés dans les données OMEGA par leur absorptions à 1,9  $\mu m$ , entre 2,2 et 2,4  $\mu m$  et à 1,41  $\mu m$ . Plusieurs phyllosilicates ont été identifiés : des phyllosilicates riches en fer (smectites), en fer et en magnésium, et en aluminium (montmorillonite) [199]. Les phyllosilicates sont observés lorsque la croûte ancienne, datant de plus de 3,8 millions d'année, est exposée, soit au niveau d'affleurement [146], soit au niveau des éjectas de cratère d'impact. Dans ce dernier cas l'hypothèse d'une formation au moment de l'impact est peu probable [149]. Des phyllosilicates sont également détectés dans des dépôts sombres : l'érosion d'un terrain argileux ancien, enterré puis partiellement exposé, est l'explication la plus probable de ces dépôts [199]. Les phyllosilicates se sont donc formés au début de l'histoire de Mars, soit en profondeur, soit en surface. Plusieurs mécanismes probables expliquant leur formation impliquent un contact prolongé entre des roches ignées et de l'eau liquide.

### I.3.2.b Une chronologie minéralogique : Phyllosien, Theiikien et Siderikien

L'étude de la répartition spatiale et temporelle des minéraux hydratés découverts par OMEGA a conduit à un nouveau découpage de l'histoire de Mars en trois ères minéralogiques [17]. Les phyllosilicates sont observés dans les terrains anciens de Mars. De nombreux mécanismes menant à leur formation nécessitent la présence d'eau liquide, en surface ou en profondeur, sur de longues échelles de temps. D'autres mécanismes de formation en profondeur n'impliquant pas la présence d'eau liquide stable sont également possibles. Les phyllosilicates définissent la première ère de l'histoire de Mars, le « phyllosien ». Lors de cette période, qui couvre environ 0,7 milliard d'année, de l'eau liquide a peut être été stable sur Mars, soit en surface, soit en profondeur. L'environnement martien aurait alors été humide et alcalin, impliquant l'existence d'un climat différent de celui observé aujourd'hui, notamment caractérisé par un fort effet de serre [34]. Cette ère aurait pris fin lorsque les conditions climatiques martiennes ne permettaient plus la stabilité de l'eau liquide. Ce changement pourrait être lié à l'arrêt de la dynamo de Mars qui a privé la planète de sa protection magnétique, permettant l'échappement de l'atmosphère. L'époque de formation des sulfates définit la deuxième ère de Mars : le « theiikien » (du grec). La forte activité volcanique survenue lors de la formation du dôme de Tharsis, à la jonction entre ces deux ères, a projeté du soufre dans l'atmosphère, rendant le milieu acide, et a pu produire en surface des nappes d'eau localisées et peu stables permettant la formation des sulfates. Cette période a duré quelques centaines de millions d'année. La troisième et dernière ère de l'histoire de Mars débute il y a 3,5 milliards d'année environ : l'eau liquide n'y joue aucun rôle prépondérant. La surface de Mars est lentement altérée, probablement par l'atmosphère, et se couvre en de nombreux endroits d'une fine couche d'oxyde ferrique anhydre : c'est le « siderikien » (du grec). De l'eau liquide a pu se former sporadiquement durant cette ère (fonte des dépôts de glace liée aux variations d'obliquité de la planète [136]), sans laisser de traces minéralogiques majeures. Le phyllosien est donc l'ère durant laquelle Mars a peut être connu des conditions favorables à l'apparition de la vie, et les dépôts de phyllosilicates sont désormais des cibles privilégiées pour les futures missions d'exobiologie martienne.

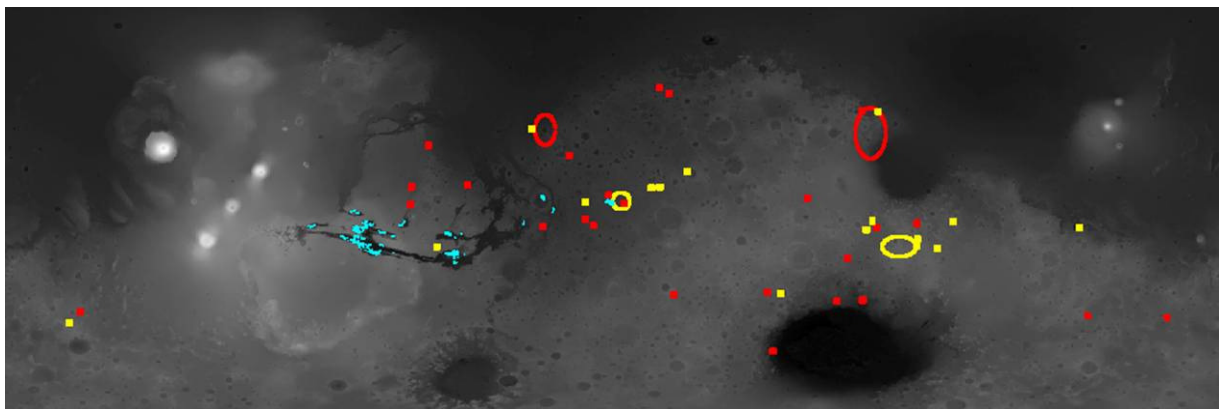


Figure I-13 : Carte des minéraux hydratés découverts par OMEGA aux latitudes moyennes (symboles de couleurs, sur une carte d'altimétrie MOLA). Rouge : phyllosilicates ; Bleu : sulfates ; Jaunes : autres minéraux hydratés. Figure extraite de l'article Bibring et al. (2006) [17].

## Chapitre II

# Modélisation du transfert radiatif dans une couche d'aérosols à partir de méthodes Monte-Carlo

La modélisation du comportement de la lumière traversant un ensemble de particules en suspension se fait sur deux niveaux : il faut d'une part comprendre les lois régissant l'interaction du rayonnement avec chaque particule, et d'autre part modéliser le transfert radiatif dans l'ensemble des particules. L'impact d'une particule sur le rayonnement dépend de sa composition, de sa structure géométrique et de sa taille. Cet aspect de la modélisation sera rapidement décrit dans la première partie de ce chapitre qui sera ensuite consacré à la modélisation, à partir de méthodes dites «de Monte-Carlo », du transfert radiatif au sein d'un ensemble de particules. De nombreux codes de transfert radiatif ont été développés à ce jour, notamment pour l'analyse des atmosphères planétaires. Les solutions analytiques du transfert radiatif ne sont accessibles que dans des situations très simples ([141], [221]). Les codes récents sont basés sur des approximations numériques (« doubling-adding », « discrete ordinate », « two-stream » [62], [227], [141]) et permettent de modéliser avec une précision importante le transfert du rayonnement dans de nombreuses situations. Ces méthodes présentent cependant certaines limitations : les auteurs du code SHDOM [62] indiquent que les méthodes Monte-Carlo sont plus rapides et précises que leur code lorsqu'un faible nombre de paramètre est modélisé, et la modélisation en géométrie sphérique est parfois imprécise sans l'utilisation de méthodes Monte-Carlo ([191], [239], [248]). Utiliser une méthode de Monte-Carlo dans un code de transfert radiatif revient à simuler le trajet d'un grand nombre de photons en comparant des nombres aléatoires aux lois de probabilité des divers événements possibles [61]. Cette approche permet d'obtenir la solution du transfert radiatif sans approximation, aux incertitudes statistiques près. Elle a souvent été utilisée pour valider les autres codes ([62], [239]), mais rarement ([248], [137]) pour analyser systématiquement les données atmosphériques planétaires. Les temps de calcul nécessaires à l'exécution de ce type de code étaient en effet élevés il y a quelques années. Les modélisations Monte-Carlo sont cependant très puissantes : elles permettent d'analyser des situations complexes – géométries sphériques, milieux spatialement inhomogènes – tout en donnant accès à l'histoire de chaque photon. Les machines de calculs actuelles permettent d'utiliser ces méthodes avec des temps d'exécution raisonnables. Nous avons donc choisit de développer plusieurs codes de transfert radiatif utilisant les méthodes Monte-Carlo pour exploiter au mieux l'information relative aux aérosols présente dans les données martiennes de l'instrument OMEGA.

## II.1. Propriétés optiques des aérosols

### II.1.1. Formalisme

Le rayonnement qui interagit avec une particule peut être réfléchi à sa surface ou pénétrer en son sein, où il sera plus ou moins absorbé selon l'indice optique imaginaire du milieu, le nombre de réflexions internes qu'il subit – liée à l'indice réel du milieu –, et la longueur des trajets effectués dans la particule ([100], [161]). Une particule diffracte également la lumière qui entre en interaction avec elle. Le comportement des photons lors de l'interaction avec une particule dépend donc de nombreux paramètres : la composition, la température et la densité de la particule qui modifient l'indice de réfraction ; la taille, la forme et l'orientation de la particule lorsqu'elle n'est pas à symétrie sphérique ; la longueur d'onde du rayonnement. Il faut également noter la présence possible d'inhomogénéités dans la structure de la particule, par exemple lorsqu'elle est formée par agrégation de particules plus petites [21]. La résolution des équations de Maxwell permet de déterminer le champ diffusé par un objet éclairé. La théorie publiée par Mie en 1908 [158] donne la solution exacte du transfert du rayonnement interagissant avec une sphère de taille et d'indice donné pour chaque longueur d'onde. Des théories ont également été développées pour des particules sphériques radialement inhomogènes [252], de surface irrégulière [55], non sphériques ([160], [194]) où formées d'agrégats [21]. Ces théories permettent de déduire des propriétés physiques d'une particule ses propriétés optiques macroscopiques, qui sont au nombre de trois, généralement nommées *paramètres de diffusion simple* [99]. Il s'agit de :

- la section efficace d'extinction  $\sigma_{\text{ext}}$ , qui représente la surface totale d'interaction des photons avec la particule. On introduit souvent le facteur d'extinction  $Q_{\text{ext}}$ , rapport entre la section efficace d'extinction et la section géométrique. Ce facteur est supérieur à l'unité : les photons passant à proximité de la particule sont diffractés.
- l'albédo de simple diffusion  $\omega$ , qui est le rapport entre l'énergie non absorbée (diffusée) et l'énergie totale ayant interagit avec la particule.
- la fonction de phase  $P(\theta, \varphi)$ , qui représente la distribution angulaire du rayonnement diffusé par la particule (c'est-à-dire le rayonnement qui repart après réflexion, réfraction ou diffraction). La fonction de phase est généralement isotrope selon l'azimut  $\varphi$ .

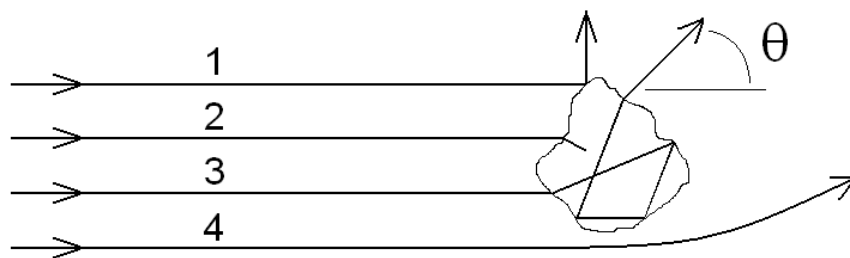


Figure II-1 : Représentation schématique de l'interaction entre le rayonnement et la particule. 1 : rayon diffusé par réflexion ; 2 : rayon absorbé ; 3 : rayon diffusé après

plusieurs réfractions et réflexions internes ; 4 : rayon diffracté. L'angle de diffusion  $\theta$  intervenant dans la fonction de phase est représenté.

Les particules en suspension dans un milieu naturel ne vont pas toutes posséder les mêmes paramètres de diffusion simple. Une population de particules est notamment caractérisée par sa distribution en taille, et non par une taille unique. Dans le cas de particules non sphériques, les paramètres dépendent de l'orientation des particules par rapport au rayonnement incident, qui sera fréquemment aléatoire dans la nature. On va alors calculer une moyenne pondérée de chaque paramètre de diffusion simple, et considérer que la population de particules réelles est représentée par une population de particules identiques dont le comportement optique est défini par les paramètres de diffusion simple moyennés.

La connaissance exacte de la section efficace d'interaction n'est pas nécessaire pour décrire le comportement optique des particules. Seules les variations de cette section avec la longueur d'onde vont intervenir si l'on utilise l'épaisseur optique pour caractériser la quantité de particules présente dans la couche. L'épaisseur optique  $\tau$  d'une couche de particule mesure la quantité d'énergie prélevée au rayonnement incident  $I_0$  après traversé de la couche. L'intensité  $I$  qui ressort de la couche sans interaction s'écrit :

$$I = I_0 \exp(-\tau)$$

Nous nommerons par la suite *épaisseur optique*  $\tau$  l'épaisseur optique normale (verticale) de l'atmosphère. L'épaisseur optique est directement proportionnelle à la section efficace d'interaction  $\sigma_{\text{ext}}$  et à la densité de particules dans l'atmosphère. Lorsque l'on s'intéresse au comportement optique d'une couche homogène de particules dont les propriétés moyennes ne changent pas dans le temps, mais dont la densité en particules varie, on va caractériser les aérosols par trois paramètres optiques qui varient avec la longueur d'onde : l'albédo de simple diffusion, la fonction de phase, et la section efficace d'extinction normalisée. La profondeur optique à une longueur d'onde sera alors utilisée pour caractériser la quantité de particules présente dans l'atmosphère, et il suffit de multiplier cette profondeur optique par la section efficace normalisée pour connaître la profondeur optique à toutes les autres longueurs d'onde.

## II.1.2. Les aérosols martiens dans le proche infrarouge

Nous discutons ici les propriétés optiques de la poussière martienne : les aérosols composés entièrement ou partiellement de glaces d'eau ou de dioxyde de carbone ne seront pas examinés. L'instrument OMEGA observe la planète Mars dans le visible (0,4 – 0,8  $\mu\text{m}$ ), la partie purement réflective du proche infrarouge (0,8 – 3  $\mu\text{m}$ ) et le proche infrarouge contenant une composante thermique dans les conditions martiennes (3 – 5  $\mu\text{m}$ ). Ces trois domaines spectraux correspondent approximativement aux trois détecteurs d'OMEGA : visible (0,3 – 1  $\mu\text{m}$ ), C (0,9 – 2,7  $\mu\text{m}$ ) et L (2,6 – 5,1  $\mu\text{m}$ ). Durant cette thèse nous allons nous concentrer sur le détecteur C de l'instrument OMEGA, ceci pour plusieurs raisons, instrumentales, scientifiques et pratiques. La calibration du détecteur visible est délicate [12], et le détecteur observe un élément de surface 4 fois plus large que les autres détecteurs. La calibration du détecteur L est instable au cours du temps et demande un traitement minutieux qui n'a été

réalisé qu'à la fin de ma thèse [116]. Dans ce domaine spectral il est de plus nécessaire de prendre en compte l'émission thermique [115]. Du point de vue de la récupération des spectres de surface, le détecteur C est celui nécessitant le plus d'attention, notamment parce qu'il s'agit du détecteur contenant le plus d'informations nouvelles en comparaison des précédentes missions [16] et parce que la contribution des aérosols y est importante [60]. En comparaison le détecteur L a été moins utilisé pour étudier la surface et est faiblement contaminé par les aérosols. Enfin d'un point de vue pratique, le comportement des aérosols est principalement diffusif dans la voie C, alors que de fortes bandes d'absorptions liées à la composition encore mal comprise des aérosols (I.1.2.a) sont observées dans le visible et autour de 3  $\mu\text{m}$  [181]. Certains paramètres vont donc être constant dans la voie C et permettre des simplifications, ce qui n'est pas le cas pour les autres détecteurs. Nous présentons donc dans un premier temps en détails les paramètres optiques des aérosols entre 0,9  $\mu\text{m}$  et 2,6  $\mu\text{m}$ , puis nous évoquerons brièvement les propriétés des aérosols au niveau des autres longueurs d'onde d'OMEGA.

Les différentes études évoquées au chapitre I ont permis de démontrer que la taille des aérosols de poussière varie dans le temps et dans l'espace, et que la couche d'aérosols n'est pas homogène en altitude. Ces observations impliquent que les propriétés optiques des aérosols martiens varient dans le temps, dans l'espace et selon l'altitude des couches d'aérosols observées (qui va varier selon le mode d'observation – au sol ou en orbite –, selon les angles photométriques d'observation...). Différents auteurs ont toutefois tenté de déterminer les propriétés optiques moyennes caractéristiques des aérosols martiens. De nombreuses études ont été consacrées aux longueurs d'onde du visible, certaines s'étendant au début du proche infrarouge jusqu'à 1  $\mu\text{m}$  ([235], [150]). Dans le proche infrarouge (0,9  $\mu\text{m}$  – 2,6  $\mu\text{m}$ ), les études ont été moins fréquentes en raison du faible nombre d'instrument ayant observés Mars dans ce domaine spectral. Les premières observations proche infrarouge de Mars en orbite ont été réalisées par ISM en 1989 [13], et utilisées par la suite pour déterminer les propriétés optiques des aérosols martiens ([56], [59], [181]).

### II.1.2.a Fonction de phase

M. Ockert-Bell et ses collaborateurs ont proposé en 1997 une série de paramètres optiques caractérisant les aérosols martiens dans une large bande de longueur d'onde incluant le proche infrarouge [181]. Entre 0,9  $\mu\text{m}$  et 2,6  $\mu\text{m}$ , les propriétés optiques des aérosols ont été dérivées de l'observation des terrains clairs de Mars, censés être recouvert de poussières atmosphériques, et d'une distribution en taille déduite d'observations de l'atmosphère obtenues depuis la surface dans les longueurs d'onde visibles [195]. La forme de la fonction de phase était fixée à priori : une fonction de Henyey-Greenstein (notée H-G par la suite) à un seul paramètre –  $g$ , le paramètre d'asymétrie – avait été sélectionnée pour faciliter les calculs :

$$P(\theta) = \frac{1 - g^2}{(1 - 2g \cos(\theta) + g^2)^{3/2}}$$

La fonction de phase ainsi modélisée est quasiment constante entre 1  $\mu\text{m}$  et 2,6  $\mu\text{m}$ , avec un facteur d'asymétrie de 0,63 (voir Figure II-2).

Les mesures effectuées depuis la surface par la mission Pathfinder ont été utilisées [235] pour modéliser la fonction de phase des aérosols sans contrainte a priori sur sa forme. La fonction de phase obtenue à  $0,965 \mu\text{m}$  est reproduite sur la Figure II-2.

Nous avons utilisé les codes Mie et T-matrix développés par D. Mishchenko et ses collaborateurs [160] pour modéliser la fonction de phase entre  $1 \mu\text{m}$  et  $2,6 \mu\text{m}$  de deux distributions en taille pouvant caractériser les aérosols martiens (Figure II-2). Les programmes FORTRAN de ces codes sont librement accessibles sur Internet (<http://www.giss.nasa.gov/~crmim/mishchenko.html>). La première distribution choisie est une distribution bimodale de particules sphériques combinant des particules micrométriques généralement vues lors de tempêtes de poussière et des particules sub-micrométriques observées lorsque l'altitude augmente (I.1.2.b). Les deux modes sont définis par les moments suivants :  $r_{\text{eff}} = 2,75 \mu\text{m}$ ,  $v_{\text{eff}} = 0,42 \mu\text{m}$  et  $r_{\text{eff}} = 0,4 \mu\text{m}$ ,  $v_{\text{eff}} = 0,1 \mu\text{m}$ . L'indice de réfraction utilisé est  $1,5 - 0,003i$  [181]. La deuxième distribution est monomodale. Elle est composée de cylindres oblates avec un rapport axial de  $2 : 1$ , et orientés aléatoirement. Les moments de la distribution sont  $r_{\text{eff}} = 1,4 \mu\text{m}$  et  $v_{\text{eff}} = 0,3 \mu\text{m}$  [250]. Ces modélisations permettent d'évaluer l'amplitude des variations de la fonction de phase des aérosols avec la longueur d'onde entre  $1 \mu\text{m}$  et  $2,6 \mu\text{m}$  (Figure II-2).

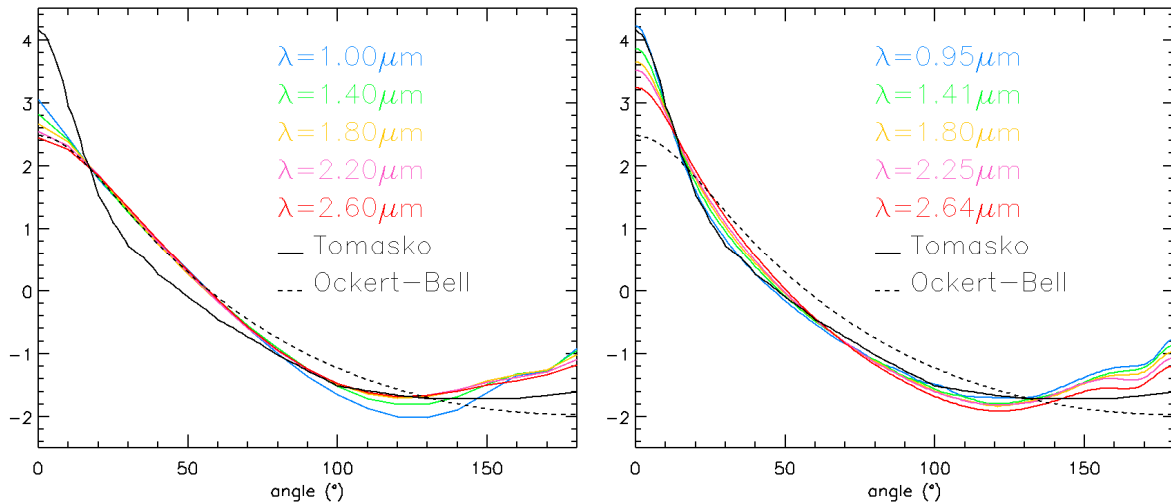


Figure II-2 : Fonctions de phase (logarithme) des aérosols entre  $1 \mu\text{m}$  et  $2,6 \mu\text{m}$  pour deux distributions en taille de particules. A gauche une distribution bimodale de sphères dont les moments sont  $r_{\text{eff}} = 2,75 \mu\text{m}$ ,  $v_{\text{eff}} = 0,42 \mu\text{m}$  et  $r_{\text{eff}} = 0,4 \mu\text{m}$ ,  $v_{\text{eff}} = 0,1 \mu\text{m}$ . A droite une distribution monomodale de cylindre oblate de rapport axial  $2 : 1$  orienté aléatoirement et de moment  $r_{\text{eff}} = 1,4 \mu\text{m}$  et  $v_{\text{eff}} = 0,3 \mu\text{m}$ . Le logarithme de la fonction de phase est représenté en ordonnées. Les fonctions déduites des observations par Tomasko et al. (1999) et Ockert-Bell et al. (1997) sont indiquées en noir ([181], [235]).

Ces variations sont généralement de faible amplitude (Figure II-2), mais ne vont pas être négligeables dans toutes les situations. Les fonctions déduites des observations par [181] et [235] encadrent les variations attendues de la fonction de phase avec la longueur d'onde en termes d'amplitude du pic de diffusion vers l'avant. La taille de ce pic a un impact important sur l'effet d'une profondeur optique donnée d'aérosols observée depuis le dessus : elle définit en effet la fraction de photon qui repart dans une direction très proche de la direction incidente. Les fonctions de phase déterminées depuis la surface de Mars sans hypothèses à

priori sur leur forme ont un pic de diffusion vers l'arrière faible comparé aux fonctions de phase déduites des modélisations présentées ici ([235], [150], et Figure II-2). Les propriétés optiques des aérosols dépendent généralement du paramètre de taille  $2\pi r/\lambda$  [100] : les courbes présentées en Figure II-2 pour une longueur d'onde  $\lambda$  variant de  $1\text{ }\mu\text{m}$  à  $2.6\text{ }\mu\text{m}$  permettent donc également d'estimer les variations de la fonction de phase attendues des variations similaires du rayon  $r$  de l'ensemble de la couche d'aérosols (voir I.1.2.b). Clancy et al. (2003) [41] ont étudié les variations de la fonction de phase des aérosols de poussière selon la taille des particules : aucune variation significative n'est observée dans le comportement diffusif des aérosols sur le côté et vers l'arrière lorsque la taille moyenne de l'ensemble des particules augmente par rapport à la moyenne. La fonction de phase des aérosols variera en revanche significativement lorsque seules les petites particules caractéristiques des hautes altitudes (rayon de quelques dixièmes de microns, [201], [164]) sont observées.

### II.1.2.b Albédo de simple diffusion

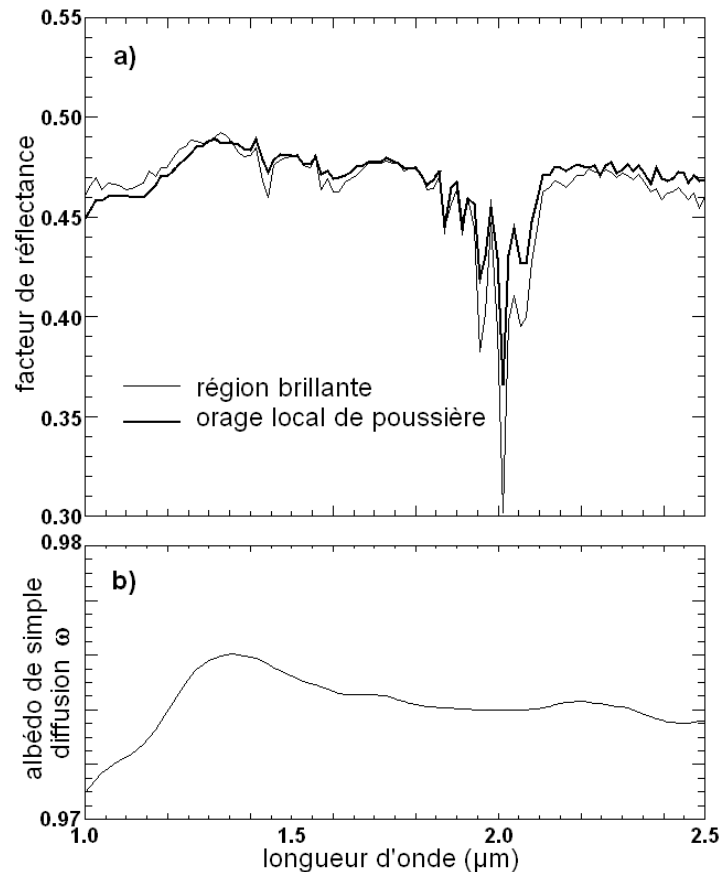


Figure II-3 Détermination de l'albédo de simple diffusion  $\omega$  de la poussière atmosphérique en fonction de la longueur d'onde. (a) trait fin : spectre de réflectance d'une région brillante à  $256,6^\circ\text{E}$ ,  $7,6^\circ\text{N}$ ,  $L_s$   $170,8^\circ$ . L'altitude MOLA est de  $4,9\text{ km}$ . Ligne épaisse : spectre de réflectance d'une tempête de poussière ( $24,6^\circ\text{E}$ ,  $2,4^\circ\text{S}$ ,  $L_s$   $135,6^\circ$ ). L'altitude MOLA est de  $1,5\text{ km}$ . Les spectres ne sont pas corrigés des absorptions atmosphériques. La faible bande atmosphérique de  $\text{CO}_2$  pour l'observation à  $L_s$   $135,6^\circ$  indique que la plupart des photons sont diffusés en altitude. Ce spectre peut par conséquent être considéré comme représentatif d'un spectre de poussière atmosphérique avec une profondeur optique infinie. Ce spectre est



*similaire à celui des régions les plus brillantes de Mars. (b) Valeurs de  $\omega$  déduite de cette observation en utilisant la fonction de phase d'Ockert-Bell et al., et en utilisant le modèle de transfert radiatif décrit en section II.3 de ce chapitre.*

Les terrains clairs de Mars sont généralement supposés être recouverts de poussière atmosphérique (I.3.1.c), et leur observation permet d'avoir accès au spectre de réflectance d'une couche de poussière de profondeur optique infinie. Il est alors possible d'utiliser ces surfaces couvertes de poussières pour déterminer l'albédo de simple diffusion des aérosols martiens [181]. Pour une fonction de phase donnée, la réflectance apparente d'une couche de poussière d'épaisseur optique infinie dépend en effet uniquement de l'albédo de simple diffusion. Le spectre proche infrarouge ISM de terrains clairs de Mars utilisé par [181] est quasi plat entre 1  $\mu\text{m}$  et 2,6  $\mu\text{m}$ , avec un albédo de 0,35. Cette observation, combinée à la fonction de phase constante utilisée, conduit à un albédo de simple diffusion quasiment constant sur ce domaine de longueur d'onde, égal à 0,955. Les terrains clairs observés à haute résolution par OMEGA ont une forme similaire à ceux d'ISM [181] mais avec un albédo moyen plus élevé, autour de 0,45 (Figure II-3). OMEGA a observé en 2004 une tempête locale de poussière : l'albédo de cette couche infinie de poussière atmosphérique est également voisin de 0,45, avec un spectre de forme comparable aux terrains clairs (Figure II-3). A partir de ces observations nous avons pu affiner la mesure d'albédo réalisée par Ockert-Bell et ses collaborateurs. L'albédo de simple diffusion ainsi obtenu est voisin de 0,974 (voir Figure II-3) entre 1  $\mu\text{m}$  et 2,5  $\mu\text{m}$ . Les incertitudes sur cet albédo sont de  $\pm 0,5\%$  en raison des incertitudes sur le spectre de réflectance utilisé (effets de pente...). Ce résultat est cohérent avec les mesures effectuées sur la poussière atmosphérique déposée en surface près du Rover Pathfinder [111] : un albédo de simple diffusion de 0,969 a été obtenu à 1  $\mu\text{m}$ . En utilisant la fonction de phase déduite par Tomasko et al., nous obtenons une valeur de l'albédo de simple diffusion très proche, augmentée de +0,4% seulement.

### II.1.2.c Propriétés optiques dans le visible et au delà de 2,7 $\mu\text{m}$

Les propriétés optiques des aérosols dans le visible ont été étudiées à partir de plusieurs types d'observations : observation de l'atmosphère depuis la surface ([235], [150], [195], [139]), observation de dépôts de poussière [111], ou observation de l'atmosphère depuis un instrument en orbite ([41]). Dans le visible, le comportement optique de la poussière martienne est voisin de celui observé dans le proche infrarouge jusqu'à 0,7  $\mu\text{m}$  : albédo de simple diffusion élevé ([235], [181]) et facteur d'asymétrie de la fonction de phase proche de celui modélisé à 1  $\mu\text{m}$  (0,65 contre 0,63 pour [181], 0,68 au lieu de 0,70 pour [235] et 0,73 contre 0,72 pour [150]). En dessous de 0,7  $\mu\text{m}$ , les transitions électroniques du Fer entrant dans la composition minéralogique des aérosols font chuter fortement l'albédo de simple diffusion des aérosols (de plus de 0,95 à moins de 0,7). Le pic de diffusion vers l'avant de la fonction de phase augmente lorsque la longueur d'onde décroît en dessous de 0,7  $\mu\text{m}$ .

Les études portant sur les propriétés optiques de la poussière atmosphérique au delà de 2,7  $\mu\text{m}$  sont moins nombreuses. La bande d'absorption située au voisinage de 3  $\mu\text{m}$ , visible partout sur Mars, et correspondant à des transitions de vibration de la liaison OH [115], est également observée dans la poussière atmosphérique martienne ([181], [63]). Cette bande d'absorption est notamment due à la présence de molécules d'eau adsorbées à la surface des grains. La

quantité d'eau adsorbée dépend de la pression de vapeur d'eau : la profondeur de la bande d'absorption à  $3\text{ }\mu\text{m}$  va donc varier selon l'altitude des aérosols, la saison [115], mais aussi selon le temps depuis lequel les poussières ont été soulevées de la surface (l'adsorption et la désorption des molécules d'eau se font avec des temps caractéristiques de l'ordre de l'heure [196]). Cette bande étend son influence de  $2,7\text{ }\mu\text{m}$  à  $3,6\text{ }\mu\text{m}$ . Entre  $3,6\text{ }\mu\text{m}$  et  $4\text{ }\mu\text{m}$  la fonction de phase et l'albédo des aérosols sont à nouveau similaires à ceux que l'on observe entre  $1\text{ }\mu\text{m}$  et  $2,6\text{ }\mu\text{m}$  [181]. Au delà de  $4\text{ }\mu\text{m}$  le signal mesuré en orbite est dominé par la bande d'absorption saturée du  $\text{CO}_2$  et la contribution thermique.

#### II.1.2.d Paramètres utilisés

Dans les chapitres suivants, la fonction de phase utilisée par défaut sera celle d'Ockert-Bell et al. : une fonction de Henyey-Greenstein (H-G) avec un paramètre d'asymétrie  $g$  de 0,63, constante entre  $1\text{ }\mu\text{m}$  et  $2,6\text{ }\mu\text{m}$  [181]. Nous venons en effet de voir que cette fonction de phase était proche de celles obtenues par d'autres approches (utilisation des mesures de la mission Pathfinder à  $1\text{ }\mu\text{m}$ , modélisation avec un code T-matrice), et que les variations de la fonction de phase avec la longueur d'onde ou avec la taille moyenne de l'ensemble des particules sont faibles. Dans chacun des chapitres suivants, une étude de l'influence d'un changement d'hypothèse sur la fonction de phase sera cependant systématiquement réalisée (utilisation de la fonction de Tomasko à la place de celle d'Ockert-Bell, utilisation d'une fonction de phase dépendant de la longueur d'onde, prise en compte de la variabilité de la fonction de phase selon la taille des particules). L'albédo de simple diffusion utilisé entre  $1\text{ }\mu\text{m}$  et  $2,6\text{ }\mu\text{m}$  sera celui de la Figure II-3. La valeur constante de 0,974 sera utilisée dans certains cas pour alléger les temps de calculs. Ces paramètres peuvent également être utilisés entre  $0,7$  et  $1\text{ }\mu\text{m}$ , ainsi qu'entre  $3,6$  et  $4\text{ }\mu\text{m}$  [181]. La dépendance en longueur d'onde de la section efficace d'interaction sera laissée libre : contrairement à la fonction de phase, ce paramètre est en effet très sensible aux variations de taille moyenne de particule attendues des études précédentes ([41], figure 13).

## II.2. Propriétés photométriques de la surface

Pour modéliser la réflectance apparente de la surface de Mars vue à travers une couche d'aérosols, il faut connaître sa fonction photométrique. Cette fonction décrit la distribution angulaire du rayonnement diffusé par la surface de Mars : elle dépend des angles d'éclairement et d'observation. Une surface dite « de Lambert », ou lambertienne, est un cas limite de fonction de diffusion de surface fréquemment utilisé pour modéliser le comportement des surfaces réelles. Le flux réémis par une surface de Lambert ne dépend pas de l'angle d'éclairement de la surface : seul compte le flux incident par unité de surface, c'est-à-dire le flux incident divisé par le cosinus de l'angle d'incidence. L'intensité lumineuse diffusée par la surface est isotrope selon l'azimut et décroît avec l'angle d'émergence selon son cosinus : un angle solide d'observation constant mesure toujours la même intensité lumineuse, quelque soit l'émergence. Des surfaces naturelles proches de ce modèle limite sont observées en cas de mélange granulaire où la diffusion multiple domine. A l'opposé, une surface spéculaire est une surface se comportant comme un miroir : la fraction du rayonnement diffusée par la surface repart dans le plan incident avec un angle d'émergence unique égal à l'angle d'incidence et un azimut de  $180^\circ$ . Les fonctions photométriques des surfaces naturelles, plus complexes que ces deux cas limites, dépendent notamment de l'échelle spatiale à laquelle on les observe. Une surface rugueuse peut par exemple être constituée de faces spéculaires orientées aléatoirement : si le champ de vue de l'observateur est inférieur à la dimension d'une face, la surface apparaîtra spéculaire alors que si le champ de vue de l'observateur englobe un nombre important de faces, la surface sera proche d'une surface de Lambert. Les ombres induites par la texture de la surface affectent également son comportement photométrique : la taille des ombres varie selon l'éclairement, et la proportion d'élément de surface à l'ombre dans le champ de vu dépend des angles d'observation. La réflectance d'une surface naturelle est généralement supérieure à celle attendue d'une loi de Lambert au voisinage de la direction antisolaire (effet d'opposition, [99]), et dans la direction spéculaire. Le comportement photométrique va également dépendre du rapport entre la longueur d'onde du rayonnement qui éclaire la surface et les dimensions caractéristiques des inhomogénéités de cette dernière.



Figure II-4 : Schéma extrait de [57] montrant la transition du cas spéculaire (gauche) au cas Lambertien (droite) lorsque la rugosité de surface augmente.

Nous utiliserons par la suite une loi de Lambert pour approcher le comportement réelle de la surface de Mars. Comme nous allons le voir, cette loi simple est une approximation au premier ordre des différentes surfaces de Mars lorsque l'on ne s'approche pas des angles

photométriques extrêmes (direction antisolaire, direction spéculaire). Cela sera le cas dans la suite de cette thèse, où nous allons utiliser principalement des observations où seul l'angle d'incidence solaire varie, l'instrument pointant la surface au nadir.

### II.2.1. Mesures à la surface de Mars

Les mesures des propriétés photométriques de la surface de Mars réalisées à distance, depuis la Terre ou depuis un instrument en orbite, sont fortement affectées par la présence des aérosols et souffrent par conséquent d'incertitudes importantes [38]. Les différents modules qui se sont posés à la surface de Mars ont pu réaliser des observations photométriques des différentes textures de surface situées à proximité de leur site d'atterrissage. Ces mesures ne sont pas non plus exempt d'incertitudes : il faut notamment modéliser le fait que la surface de Mars est illuminée par une lumière diffuse, et non par des photons provenant d'un angle d'incidence unique [94]. Les résultats des ces études sont généralement exprimés par une courbe représentant la « BRDF » en fonction de l'angle de phase. Le terme « BRDF » signifie *Bidirectional Reflectance Distribution Function* et est équivalent au facteur de réflectance (à un facteur  $\pi$  près :  $BRDF = I/(F\pi \cos(i))$ ). Le facteur de réflectance dépend des trois angles photométriques (incidence, émergence, phase), mais est fréquemment représenté en fonction de l'angle de phase uniquement car c'est l'angle qui influe le plus sur les variations. Le facteur de réflectance d'une surface de Lambert est constant.

Quelques exemples de fonctions photométriques extraites des travaux de Johnson et al. ([112], [113]) sont représentés sur la Figure II-5. Ces fonctions ont été déduites d'observations dans les longueurs d'onde visible et proche infrarouge (jusqu'à 1  $\mu\text{m}$ ) réalisées par les *Mars Exploration Rovers*. En dehors des angles de phase extrêmes (directions antisolaire –  $< 25^\circ$  – et spéculaire –  $> 100 - 120^\circ$ ), les fonctions photométriques des surfaces martiennes ne s'écartent que faiblement du cas Lambertien ( $\pm 10\%$ ).

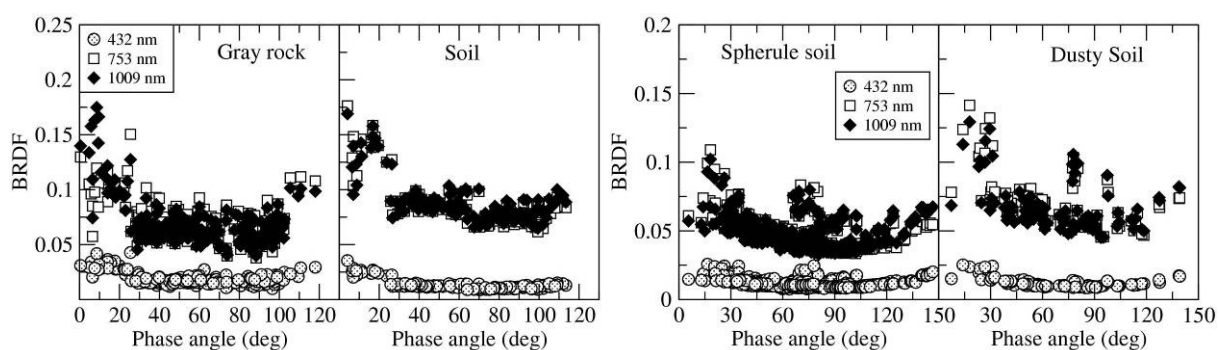


Figure II-5 : Fonctions photométriques de différents types de surface en fonction de l'angle de phase, observées par les *Mars Exploration Rovers*. Figures extraites de Johnson et al. (2006) ([112], [113]).

### II.2.2. Expériences sur des analogues

Les mesures effectuées à la surface de Mars présentent plusieurs limitations : elles ne s'étendent pas au delà de  $\lambda = 1 \mu\text{m}$  et seuls certains angles photométriques sont échantillonnés. Antoine Pommerol a réalisé lorsqu'il était en thèse au laboratoire de planétologie de Grenoble des mesures de BRDF dans le domaine spectral d'OMEGA sur plusieurs analogues martiens [197], dont certains pour les besoins de notre étude. Les variations du facteur de réflectance avec l'angle d'incidence solaire extraites de ces mesures sont représentées sur la Figure II-6 pour trois analogues martiens typiques (sables basaltiques, analogues des régions couvertes de poussières... [186], [35]).

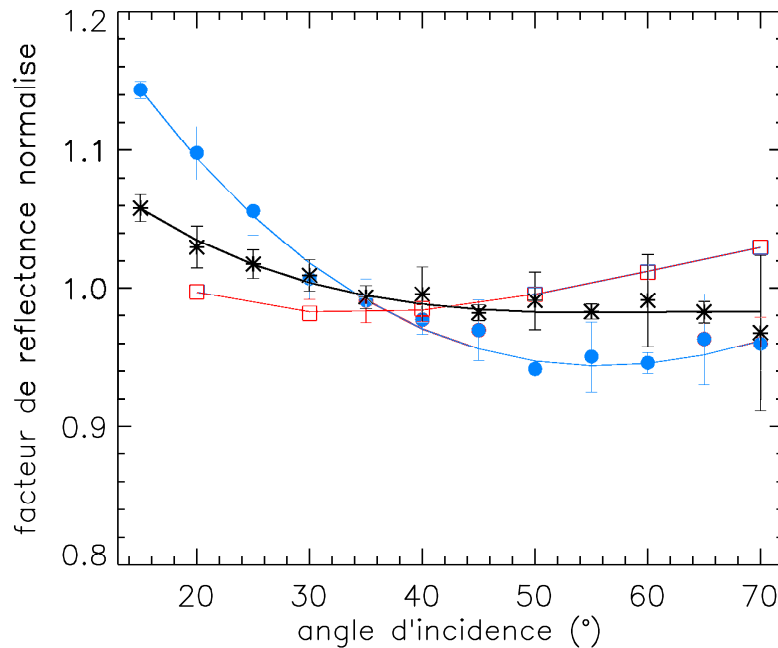


Figure II-6 : Mesures en laboratoire de la BRDF (normalisée) de trois analogues martiens, réalisées par A. Pommerol. Les mesures sont effectuées à l'aide du spectro-gonio-radiomètre du LPG avec une émergence nulle (visée nadir) et différents angles d'éclairement [23]. Carrés rouge ( $\lambda = 1 \mu\text{m}$ ) : tuf volcanique (rayons des grains : entre 25 et 50  $\mu\text{m}$ ). Croix noires ( $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$ ) : même matériau, en partie recouvert de grains de même composition dont le rayon varie entre 140  $\mu\text{m}$  et plus de 600  $\mu\text{m}$ . Ces grains larges couvrent entre 30 et 35% de la surface, et sont partiellement enterrés. Ronds bleus : mélange de grains basaltiques dont le rayon est compris entre 140  $\mu\text{m}$  et 600  $\mu\text{m}$ . Chaque point est la moyenne de 20 mesures, les déviations standards sont indiquées pour donner une estimation des barres d'erreurs. Les lignes correspondent à l'ajustement d'un polynôme du 3<sup>ème</sup> degré.

Les variations du facteur de réflectance avec l'angle d'incidence solaire sont inférieures à  $\pm 4\%$  entre 25° et 70°. Aucune variation significative de la fonction de phase avec la longueur d'onde n'est observée dans le domaine spectral d'OMEGA lorsque l'on considère des niveaux de réflectance similaires (continuum).

### II.2.3. Propriétés des glaces

Les propriétés photométriques de plusieurs types de glaces et de neiges terrestres ont été étudiées par différents auteurs ([157], [52], [245], [22]). Le comportement photométrique de la glace est également proche de celui d'une surface de Lambert sur une large gamme d'angles photométriques, en particulier lorsque seule l'incidence varie (voir Figure II-7, variations inférieures à  $\pm 6\%$  entre  $0^\circ$  et  $75^\circ$ ). Les variations selon l'émergence sont fréquemment du même ordre de grandeur entre 0 et  $60^\circ$  ([52], figures 1 à 5).

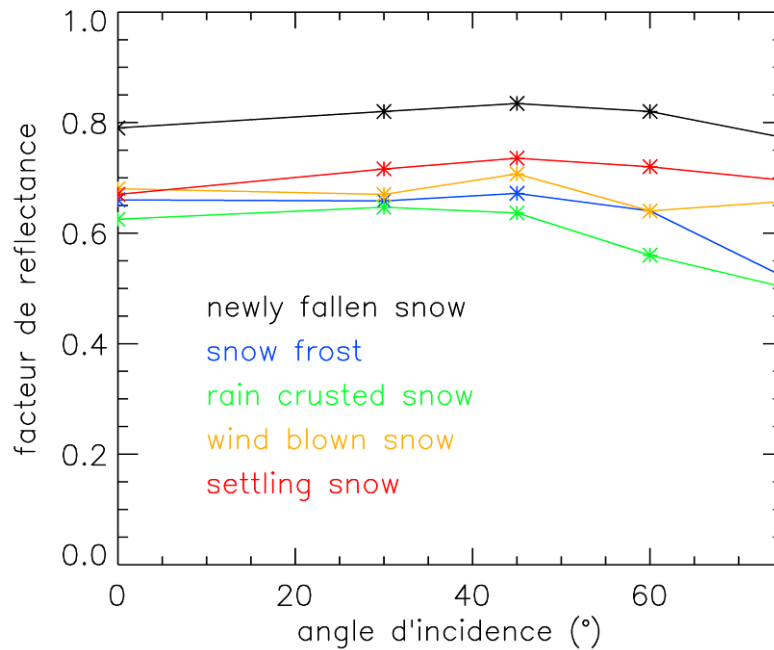


Figure II-7 : Variations du facteur de réflectance selon l'incidence (émergence nulle) de différents types de neige. Mesures extraites de l'étude [52] réalisée d'après les mesures de Middleton & Mungall [157].

## II.3. Modèle plan parallèle 1D pour les observations en visée nadir

### II.3.1. Hypothèses

Nous allons dans un premier temps modéliser le transfert du rayonnement arrivant depuis le soleil sur le système {atmosphère – surface} considéré comme plan parallèle infini, et observé depuis l'extérieur en visée nadir (perpendiculaire à la surface). Cette géométrie est nominalement utilisée par l'instrument OMEGA pour observer la surface. Le système ainsi considéré possède une symétrie de révolution autour de l'axe vertical que l'on peut prendre en compte dans la modélisation pour diminuer les temps de calculs. Conformément au formalisme décrit dans la section précédente, la distribution de particules est modélisée par des particules identiques au comportement moyen. La couche d'aérosols est supposée homogène, c'est-à-dire qu'il y a la même proportion de chaque particule composant la distribution dans chaque élément de la couche. La variation de la densité d'aérosols avec l'altitude n'intervient donc pas dans le calcul du comportement de la couche complète : on raisonne en effet dans l'espace des profondeurs optiques, et la distance nécessaire pour avoir parcouru une profondeur optique donnée n'a pas d'influence sur le résultat. Les paramètres de la modélisation sont, à chaque longueur d'onde : la profondeur optique, l'albédo de simple diffusion, et la fonction de phase des aérosols (section II.1.1) ; l'albédo de la surface (le rapport entre le nombre de photons émis et le nombre de photons reçu par la surface) et la distribution angulaire du rayonnement diffusé par la surface ; l'angle d'incidence solaire.

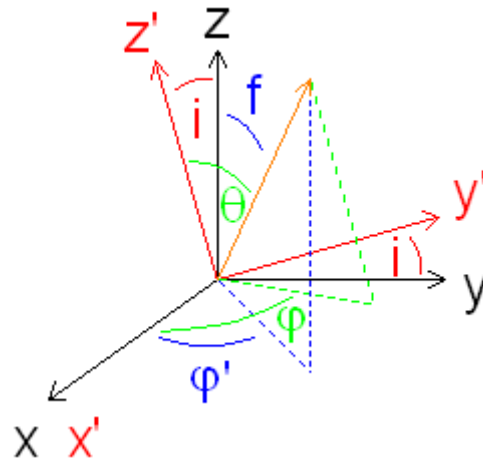
### II.3.2. Algorithme

Nous allons simuler le trajet d'un grand nombre de photons injectés avec une incidence  $i$  dans la couche de particules située au dessus de la surface. Les différents événements possibles sont l'absorption et la diffusion par la surface et les aérosols. La survenue d'événements et les issues de ces événements seront déterminées en comparant des nombres aléatoires avec les lois de probabilité concernées. La géométrie que l'on considère ici (plan parallèle infini, visée nadir) est symétrique autour de l'axe vertical. La trajectoire d'un photon est donc définie par un angle unique compris entre 0 et 180°. Nous appellerons ici « angle photon » l'angle que fait le vecteur « photon » avec la verticale montante. Lorsqu'un événement diffusif est réalisé, cet angle est modifié. Nous devons donc dans un premier temps calculer les lois donnant la probabilité de repartir avec un angle photon  $f$  donné pour un événement diffusif ayant eu lieu sur un aérosol ou sur la surface. Une fois ces lois établies nous pourrions définir les boucles d'événements déterminant le trajet de chaque photon, puis calculer le comportement apparent du système après simulation du trajet d'un grand nombre de photons.

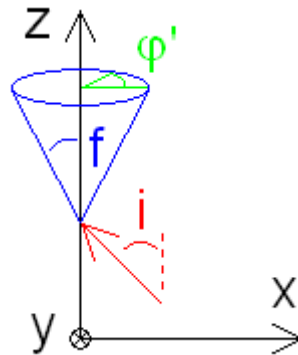
### II.3.2.a Probabilité relative à la diffusion aérosols

Nous allons construire à partir de la fonction de phase des aérosols la loi donnant la probabilité de repartir avec un angle photon  $f$  donné pour chaque angle photon initial  $i$  précédant la diffusion. De cette loi nous déduirons les tables pour chaque angle  $i$  associant à chaque nombre aléatoire l'angle  $f$  correspondant.

Soit  $\{\bar{x}, \bar{y}, \bar{z}\}$  une base orthonormée associée au système {surface – atmosphère}.  $\{\bar{z}\}$  est l'axe vertical,  $\{\bar{x}, \bar{y}\}$  une base horizontale telle que la trajectoire initiale du photon (avant interaction avec une particule) se trouve dans le plan  $\{\bar{y}, \bar{z}\}$ . Le système étant symétrique de révolution par rapport à l'axe  $\{\bar{z}\}$ , on peut considérer que la base  $\{\bar{x}, \bar{y}, \bar{z}\}$  ainsi formée est fixe par rapport au système {surface – atmosphère} quelle que soit la trajectoire initiale du photon. Soit  $\{\bar{x}', \bar{y}', \bar{z}'\}$  une base orthonormée associée à la trajectoire initiale du photon, telle que  $\{\bar{x}'\} = \{\bar{x}\}$  et que  $\{\bar{z}'\}$  soit collinaire à la trajectoire du photon et de même direction. Les vecteurs  $\{\bar{z}\}$  et  $\{\bar{z}'\}$  définissent l'angle photon initial  $i$ . Après diffusion par la particule, la trajectoire du photon va être déterminée par 2 nouveaux angles définis dans la base  $\{\bar{x}', \bar{y}', \bar{z}'\}$  : l'angle de diffusion  $\theta$  et l'angle d'azimut  $\varphi$ . Les bases et angles décrits ci-dessus sont représentés ci-dessous.



La loi de probabilité relative à l'angle  $\theta$  est définie par la fonction de phase  $P(\theta)$ . Tous les angles azimutaux  $\varphi$  sont équiprobables. On souhaite déterminer la loi de probabilité  $P'(f, i)$  de repartir avec un angle photon  $f$  pour chaque angle photon initial  $i$ .



La fonction de phase  $P(\theta)$  est normalisée : la probabilité d'être diffusé dans tout l'espace ( $4\pi$ ) est de 1 :



$$\int_0^{2\pi} \int_0^\pi \frac{P(\theta) \sin(\theta) d\theta d\varphi}{4\pi} = 1$$

La probabilité de partir avec un angle compris entre  $f$  et  $f + df$  pour un angle  $i$  donné vaut donc :

$$P(f, i) = \int_0^{2\pi} \frac{P(\theta(f, \varphi', i)) \sin(\theta(f, \varphi', i)) d\varphi'}{4\pi}$$

Pour calculer cette probabilité, il faut établir l'expression de l'angle de diffusion  $\theta$  en fonction de l'angle photon final  $f$ , l'angle photon initial  $i$ , et de l'angle d'azimut  $\varphi'$ . Soit  $\{X', Y', Z'\}$  les coordonnées du vecteur « photon final » dans la base  $\{\vec{x}', \vec{y}', \vec{z}'\}$ , et  $\{X, Y, Z\}$  ses coordonnées dans la base  $\{\vec{x}, \vec{y}, \vec{z}\}$ . On a :

$$\begin{cases} X' = \sin(\theta) \cos(\varphi) \\ Y' = \sin(\theta) \sin(\varphi) \\ Z' = \cos(\theta) \end{cases} \quad \begin{cases} X = \sin(f) \cos(\varphi') \\ Y = \sin(f) \sin(\varphi') \\ Z = \cos(f) \end{cases}$$

Le passage de la base  $\{\vec{x}, \vec{y}, \vec{z}\}$  à la base  $\{\vec{x}', \vec{y}', \vec{z}'\}$  s'effectue au moyen des relations :

$$\begin{cases} X' = X \\ Y' = Y \cos(i) + Z \sin(i) \\ Z' = Z \cos(i) - Y \sin(i) \end{cases}$$

De ces trois systèmes on déduit :

$$\cos(\theta) = \cos(f) \cos(i) - \sin(f) \sin(i) \sin(\varphi')$$

Nous connaissons désormais la probabilité de partir avec un angle  $f$  pour un angle  $i$  donné. Pour chaque angle initial  $i$ , on peut alors tracer l'angle  $f$  en fonction de l'intégrale suivante :

$$\int_0^f P(f, i) df$$

Le graphe ainsi obtenu correspond à la relation liant l'angle  $f$  à un nombre aléatoire compris entre 0 et 1. Deux exemples sont représentés sur la Figure II-8.

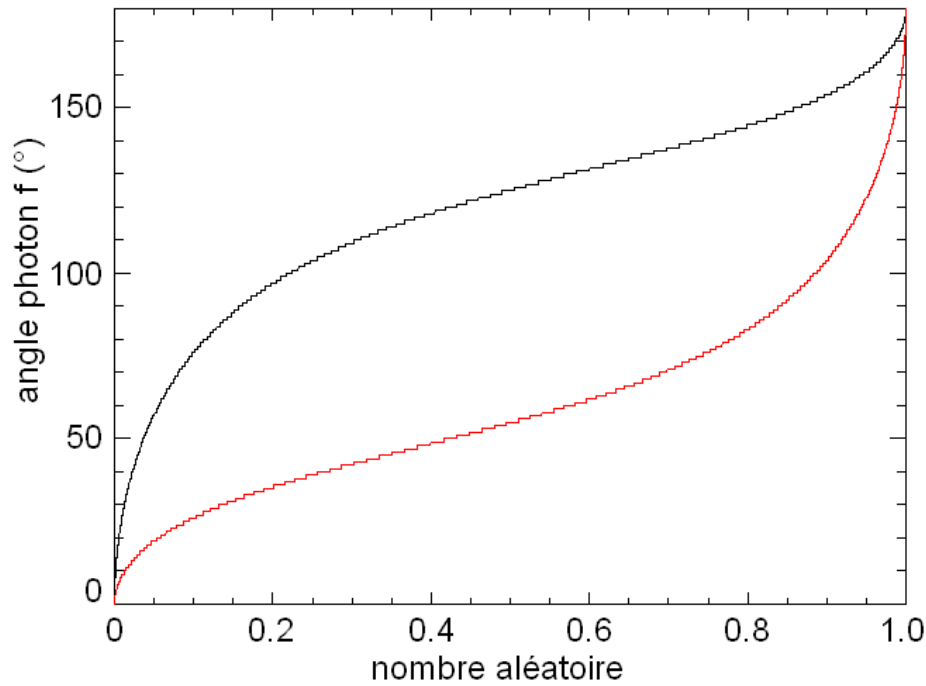


Figure II-8 : relation liant l'angle photon  $f$  (l'angle entre la verticale montante et le vecteur photon) à un nombre aléatoire entre 0 et 1, représentée pour deux angles photons initiaux ( $i = 135^\circ$  en noir et  $i = 45^\circ$  en rouge). La probabilité est maximale (point d'inflexion de la fonction) autour de l'angle initial en raison du pic de diffraction vers l'avant.

### II.3.2.b Boucle d'évènements

La position du photon dans la couche d'aérosols est repérée par son niveau de profondeur optique et son angle photon. Les photons sont envoyés au sommet de la couche de particules, définie par sa profondeur optique  $\tau_0$ , avec un angle d'incidence solaire  $i$  donné (l'angle  $i$  est défini par rapport à la verticale montante : il est donc initialement supérieur à  $\pi/2$ ).

- 1) Le photon démarre son trajet à une profondeur optique  $\tau_0$  avec un angle photon  $i$ . La profondeur optique qui lui fait face est  $\tau_0/|\cos(i)|$ . On tire un nombre aléatoire  $n$  entre 0 et 1. Si ce nombre est supérieur à  $\exp(-\tau_0/|\cos(i)|)$ , le photon interagit avant d'atteindre la surface. Le niveau auquel le photon interagit correspond à une profondeur optique restante  $\tau = -|\cos(i)| \ln(n)$  (profondeur optique normale entre la position du photon et la surface).
- 2) Si le photon interagit, on tire un second nombre aléatoire que l'on compare à  $\omega$ , l'albédo de simple diffusion. On détermine ainsi si le photon est absorbé ou diffusé.
- 3) Si le photon est diffusé, on détermine sa nouvelle direction de propagation (« l'angle photon  $f$  ») en tirant un troisième nombre aléatoire et en utilisant la relation établie en section II.3.2.a (voir notamment la Figure II-8). Pour éviter un tirage aléatoire supplémentaire, on peut utiliser le nombre aléatoire précédent : initialement tiré entre 0 et 1, ce nombre se trouve nécessairement entre 0 et  $\omega$  car il y a eu diffusion. En le divisant par  $\omega$ , on obtient de nouveau un nombre aléatoire entre 0 et 1.
- 4) Le processus reprend alors au point 1 en considérant le nouvel angle photon  $f$  et la profondeur optique restante entre le photon et la surface si la diffusion se fait vers le sol, ou entre le photon et le sommet de la couche si la diffusion se fait vers le haut.

- 5) Si le photon atteint la surface on compare un nombre aléatoire avec l'albédo de surface pour déterminer si le photon est absorbé ou diffusé.
- 6) Si le photon est diffusé par la surface on détermine sa nouvelle direction avec un tirage aléatoire suivant la loi de Lambert (probabilité de repartir avec un angle photon  $f$  égale à  $P(f) = 2\sin(f)\cos(f)$ , voir II.2). Dans ce cas le photon retourne dans la couche et le processus reprend.
- 7) Chaque photon peut finalement être soit absorbé par la surface ou par les aérosols, soit repartir vers l'espace. Dans ce dernier cas la radiance est incrémentée dans la direction correspondante.

On réalise cette simulation pour un grand nombre de photons, typiquement un million. Le temps de calcul de cette simulation est de quelques secondes.

### II.3.2.c Détermination du facteur de réflectance

Nous allons par la suite utiliser le facteur de réflectance (« RF »), défini par  $I/(F \cos(i))$ , où  $I$  est l'intensité mesurée provenant de la surface,  $F$  le flux solaire éclairant la surface, et  $i$  l'angle d'incidence solaire entre la verticale et la direction des rayons du soleil. Le facteur de réflectance correspond à l'albédo d'une surface de Lambert. Le modèle fournit, pour  $N$  photons envoyés avec une incidence solaire donnée, le nombre de photon  $N''$  qui ressort du système {atmosphère – surface} ainsi que leur distribution angulaire. Les différentes étapes de la modélisation sont décrites sur la Figure II-9 : les  $N$  photons envoyés initialement correspondent au flux solaire  $F$ . Ces  $N$  photons s'étalent sur une surface  $S/\cos(i)$  de couche d'aérosols. Après modélisation du transfert du rayonnement, et en considérant le caractère infinie de la couche d'aérosols et de la surface, on obtient que le nombre  $N''$  de photons que l'on calcule dans le modèle correspond au nombre de photon en provenance d'une surface  $S/\cos(i)$ . L'instrument mesurant l'intensité  $I$  sortant d'un élément de surface  $S$ ,  $N''$  est équivalent à  $I/\cos(i)$ . Le rapport du nombre de photon envoyé sur le nombre de photon émis,  $N''/N$ , correspond donc  $I/(F \cos(i))$ , le facteur de réflectance.

La distribution des photons au sortir de la couche d'aérosols ne suit pas une loi de Lambert. Un exemple est donné sur la Figure II-10. Pour déterminer le facteur de réflectance en visée nadir, il suffit d'ajuster sur la distribution modélisée une loi de Lambert ( $\sim \cos(e)\sin(e)$ ) aux faibles angles d'émergence (inférieurs à  $10^\circ$ ).

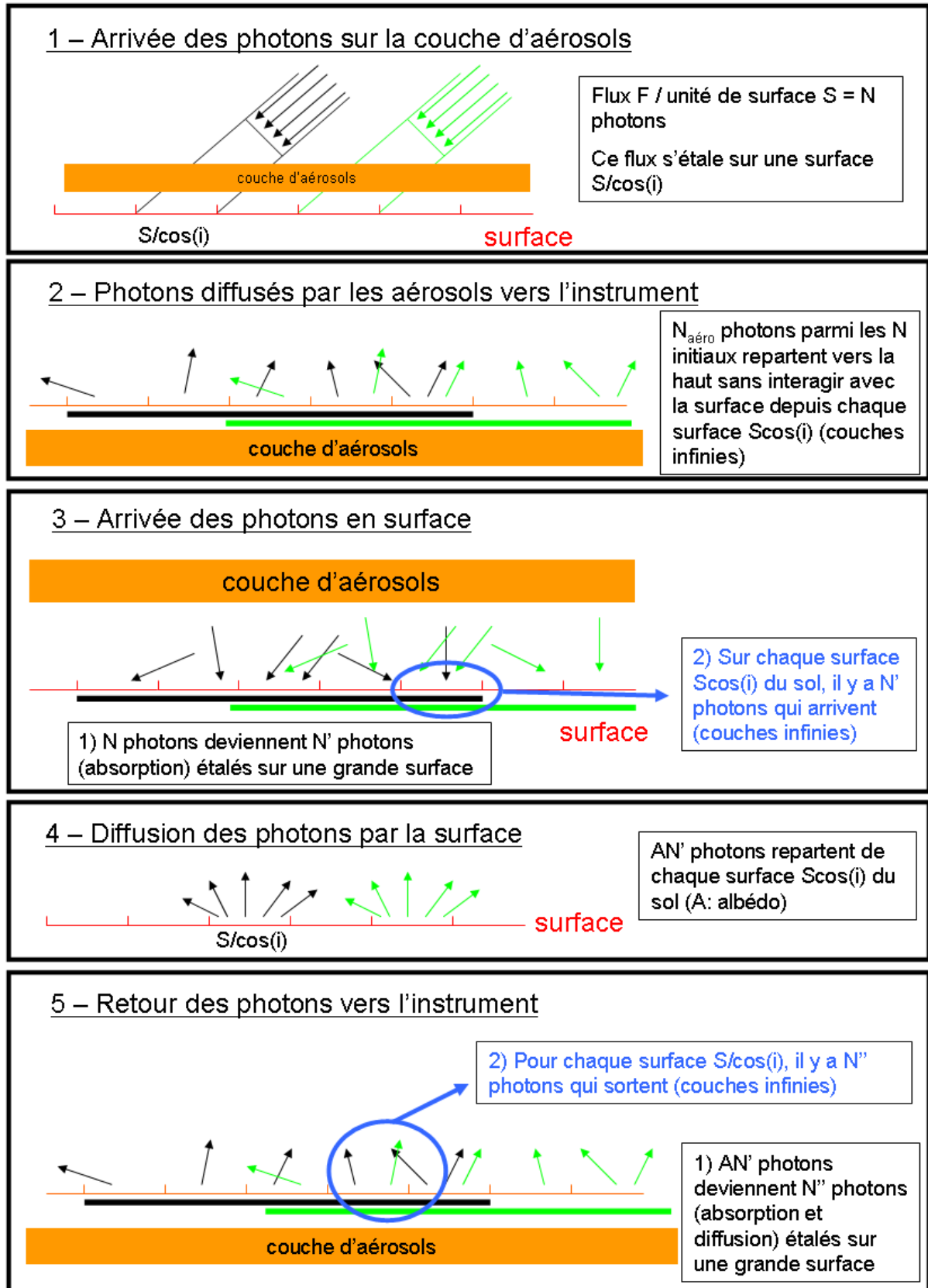


Figure II-9 : Schématisation du trajet des photons dans la modélisation Monte-Carlo (les diffusions multiples entre la surface et les aérosols ne sont pas représentées). Le rapport entre le nombre  $N'' + N_{aéro}$  de photons qui ressortent du système {surface – aérosols} et le nombre  $N$  initialement envoyé est égal au facteur de réflectance  $I/F/\cos(i)$ .

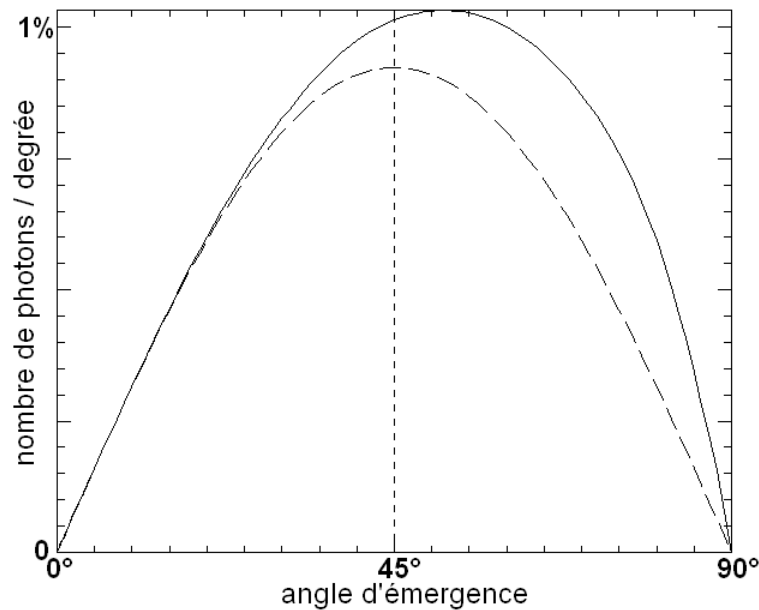


Figure II-10 : distribution des photons qui s'échappent de la couche d'aérosols selon l'angle d'émergence. Les paramètres utilisés pour cette modélisation sont : une surface de Lambert d'albédo 0,6, une profondeur optique de 0,4, une incidence solaire de 70°, un albédo de simple diffusion de 0,97, et une fonction de phase Henyey-Greenstein ( $g=0,63$ ). Une loi de Lambert ( $\sim \cos(e)\sin(e)$ , en pointillé) est ajustée à cette distribution pour les angles correspondant à la visée nadir ( $< 10^\circ$ ). L'intégrale de la courbe en pointillé donne 53% : c'est le facteur de réflectance, ou albédo, vu en visée nadir. Ce facteur est inférieur à la quantité de photons s'échappant vers l'espace (l'intégrale sous la courbe en trait plein :  $N''/N=63\%$ ), qui est elle-même légèrement supérieure à celle que l'on obtiendrait sans aérosols (60%). Dans cet exemple, 5% des photons sont absorbés par les aérosols, 32% par la surface, 42% subissent des diffusions multiples sur les aérosols, et 3% sont plusieurs fois diffusés par la surface.

### II.3.3. Validation

Nous avons validé notre code de transfert radiatif Monte-Carlo à une dimension en utilisant le code analytique développé par François Forget et ses collaborateurs au laboratoire de météorologie dynamique de Jussieu [73]. Ce code donne une solution approchée du transfert radiatif aux faibles profondeurs optiques avec un temps de calcul très rapide. Les résultats de cette comparaison sont reproduits sur la Figure II-11. Les deux modèles sont en très bon accord. Aux profondeurs optiques élevées où le modèle de [73] cesse d'être valable nous observons un très bon accord entre notre modèle et le code SHDOM (*Spherical Harmonic Discrete Ordinate Method*, [62]). Les résultats de cette comparaison sont présentés sur la Figure II-12.

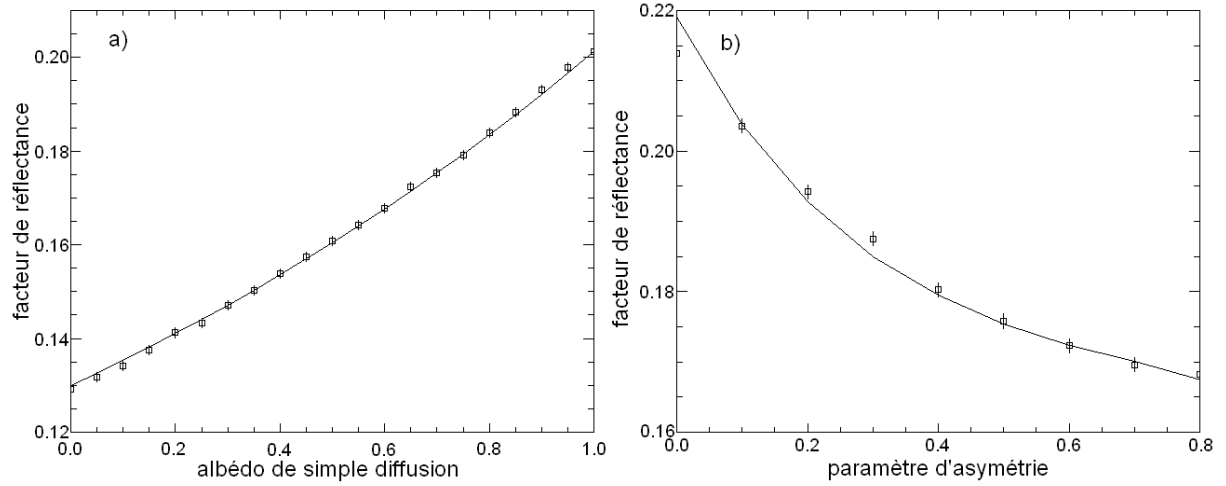


Figure II-11 : Comparaison entre le modèle Monte-Carlo (carré) et le modèle de F. Forget et al. (ligne continue). La surface est supposée de Lambert avec un albédo de 0,2. La fonction de phase des aérosols est une fonction de Henyey-Greenstein (paramètre d'asymétrie  $g$ ). L'angle d'incidence solaire est de  $30^\circ$ . Le facteur de réflectance en mode nadir est modélisé pour (a) différentes valeurs de l'albédo de simple diffusion (avec  $\tau = 0,2$  et  $g = 0,63$  fixés) et (b) différentes valeurs de  $g$  (avec  $\tau = 0,4$  et  $\omega = 0,8$ ). Les barres d'erreur du modèle Monte-Carlo sont indiquées pour  $2 \cdot 10^7$  photons. Les deux modèles donnent des résultats similaires.

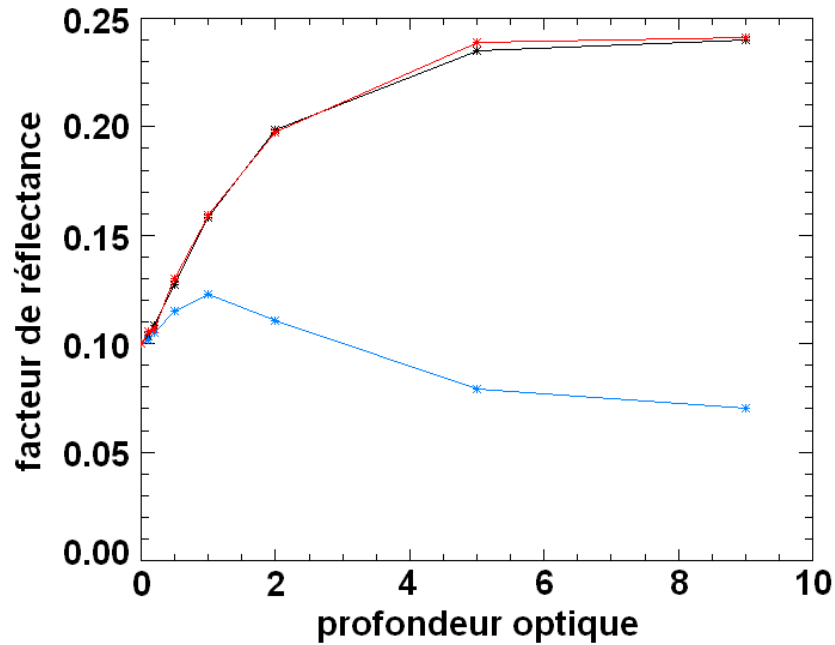


Figure II-12 : Comparaison entre le modèle Monte-Carlo (rouge) et le modèle SHDOM (noir) pour les profondeurs optiques importantes ( $>0,5$ ) où le modèle de F. Forget et al. (bleu) cesse d'être valable.

### II.3.4. Résultats

#### II.3.4.a Construction de tables de réflectance préenregistrées

Ce premier modèle simple permet de modéliser le transfert du rayonnement en visée nadir avec une précision comparable à celle de modèles numériques complexes (Figure II-12) pour des temps d'exécution raisonnables (quelques secondes pour calculer la réflectance dans une situation donnée). Pour pouvoir réaliser un outil d'analyse rapide des données OMEGA, il faut construire des tables préenregistrées de réflectances modélisées pour toute la gamme accessible de profondeurs optiques, d'albédo de surface, d'incidence solaire, et pour différents paramètres optiques (l'albédo de simple diffusion dépend de la longueur d'onde, nous allons tester l'influence de plusieurs hypothèses sur la fonction de phase...). Il est possible de diminuer les temps de calculs et la taille de ces tables en tenant compte du fait qu'il n'est pas nécessaire de refaire tourner le modèle pour chaque albédo de surface. En effet, connaître la quantité de photon arrivant en surface pour chaque jeu de paramètres ainsi que la quantité de photon ressortant de la couche après émission d'un nombre donné de photons par la surface suffit à reconstruire la table dépendant de l'albédo. Plus précisément :

- Soit  $F_{photonsol}$  la table donnant la fraction de photons initialement envoyée qui touche le sol.
- Soit  $RF_{direct}$  la table donnant le facteur de réflectance dû à la couche d'aérosols uniquement (surface totalement absorbante).
- Soit  $RF_{sol}$  la table donnant le facteur de réflectance dû aux photons provenant du sol et traversant la couche d'aérosols.
- Soit  $F_{photonretour}$  la table donnant la fraction de photons émise par la surface qui revient vers la surface.
- Soit  $A_L$  l'albédo de Lambert de la surface.
- En tenant compte de tous les allers-retours entre la surface et la couche d'aérosols, le facteur de réflectance total  $RF$  s'écrit :

$$RF = RF_{direct} + RF_{sol} \times A_L \times F_{photonsol} \times \left( \frac{1}{1 - A_L \times F_{photonretour}} \right)$$

#### II.3.4.b Effet de la poussière atmosphérique sur les observations nadir de Mars

Ces tables permettent de déterminer l'effet de la présence d'une couche d'aérosols sur la réflectance apparente d'une surface (Figure II-13) : les surfaces sombres vont apparaître plus claires, et les surfaces claires plus sombres. La limite se situe autour de 30% d'albédo de surface, mais dépend de l'angle d'incidence solaire et de la profondeur optique.

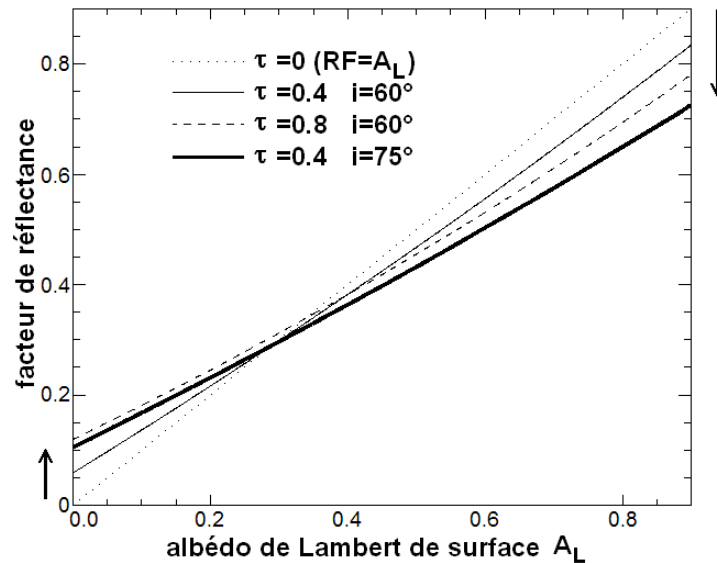


Figure II-13 : Facteur de réflectance modélisé en visée nadir en fonction de l'albédo de la surface pour différentes contributions des aérosols martiens ( $w = 0,97$ ,  $g = 0,63$ ). Trois combinaisons d'angles d'incidences et de profondeurs optiques sont représentées :  $\tau = 0,4$  et  $i = 60^\circ$  (trait fin),  $\tau = 0,4$  et  $i = 75^\circ$  (trait épais), et  $\tau = 0,8$  et  $i = 60^\circ$  (tirets). La droite  $y = x$  est représentée en pointillés. Lorsque la profondeur optique d'aérosols augmente, la réflectance des terrains sombres (albédo  $< 0,25$ ) augmente alors que celle des surfaces brillantes (albédo  $> 0,35$ ) diminue (flèches). Une plus grande incidence solaire augmente le trajet des photons dans la couche d'aérosols. L'effet des aérosols n'est pas similaire pour une profondeur optique effective constante ( $\tau / \cos(i)$ ) obtenue avec différentes incidences ou profondeurs optiques normales ( $0,8/\cos(60^\circ) \sim 0,4/\cos(75^\circ)$ ).

### II.3.4.c Distribution angulaire des photons diffusés vers le haut

Ce modèle permet également d'étudier la distribution angulaire en émergence des photons interagissant avec les aérosols, et permet ainsi de comprendre l'origine des variations apparentes de la réflectance de surface lorsqu'une couche de particules atmosphériques la recouvre. Si l'on comprend intuitivement que les surfaces sombres apparaissent plus claires (une partie des photons qui auraient dû être absorbée par la surface est interceptée par les aérosols brillants –  $\omega = 0,97$  – et diffusée vers le haut), l'assombrissement des terrains plus clairs que 0,3 pour des profondeurs optiques modérées où la diffusion simple domine ne semble pas compatible avec le fort albédo des poussières martiennes (0,97). Cet assombrissement provient en fait de ce que la lumière interceptée par les aérosols est plus favorablement diffusée vers les fortes émergences aux profondeurs optiques faibles à modérées, en comparaisons d'une loi de Lambert (Figure II-14). La réflectance en visée nadir est alors diminuée. Aux fortes profondeurs optiques, la distribution angulaire des photons diffusés se rapproche d'une loi de Lambert car la diffusion multiple domine pour la plupart des photons, sauf pour ceux qui ressortent après une diffusion simple au sommet de la couche (Figure II-15). L'absorption par les aérosols joue alors un rôle important, et l'albédo de toutes les surfaces tend vers celui de la couche de poussières atmosphériques de profondeur optique infinie (Figure II-3) : environ 0,45 entre 1  $\mu\text{m}$  et 2,6  $\mu\text{m}$ .



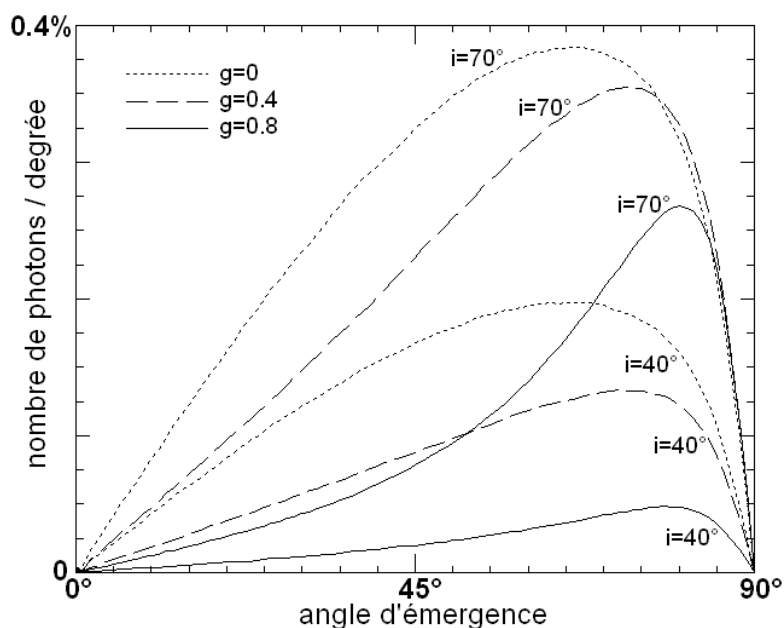


Figure II-14 : Distribution des photons diffusés par les aérosols selon l'angle d'émergence. Différentes valeurs de l'angle d'incidence  $i$  et du paramètre d'asymétrie de la fonction de phase  $g$  sont représentées. Les paramètres d'entrée du modèle sont un albédo de 0 (pas de contribution de la surface),  $\omega = 0$  (pas d'absorption par les aérosols),  $\tau = 0$  (faible profondeur optique) et  $2 \cdot 10^7$  photons. Le maximum de la distribution est décalé vers les fortes émergences pour toutes les incidences lorsque la diffusion est isotrope ( $g=0$ ). Ce phénomène est encore plus prononcé lorsque la fonction de phase comprend un pic de diffusion vers l'avant ( $g > 0$ ).

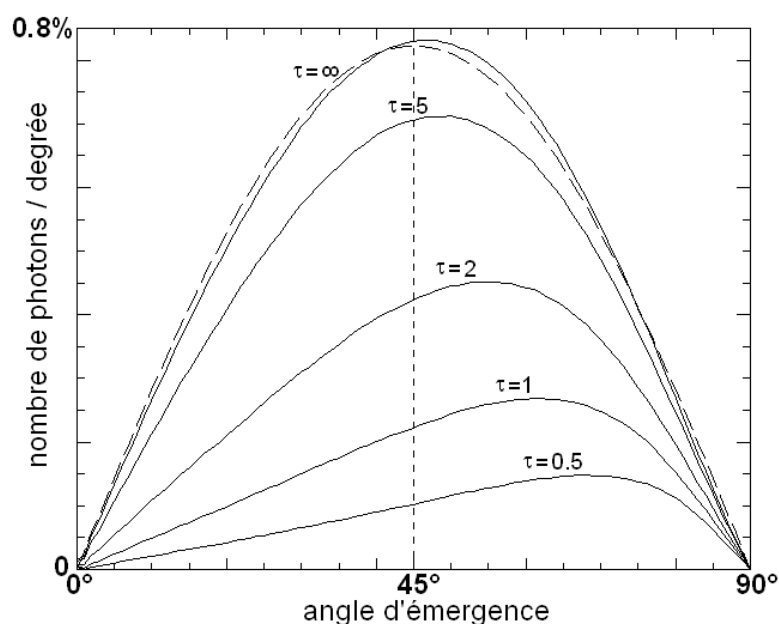


Figure II-15 : Distribution des photons diffusés par les aérosols selon l'angle d'émergence pour différentes valeurs de la profondeur optique. Les paramètres d'entrée du modèle sont un albédo de 0 (pas de contribution de la surface),  $\omega = 0,97$  et  $g = 0,63$  (poussière martienne),  $i = 30^\circ$  et  $10^7$  photons. La distribution devient similaire à une loi de diffusion de Lambert (pointillés) avec un albédo de 0,47 pour de fortes profondeurs optiques.

#### II.3.4.d Eclairement de la surface

Le modèle permet également de déterminer la distribution angulaire des photons qui touchent la surface (Figure II-16). Pour des profondeurs optiques et des incidences modérées correspondant aux conditions classiques d'observation de Mars par OMEGA, le nombre de photons qui atteint directement la surface dans la direction solaire incidente est inférieur ou égal à la moyenne. La plupart des photons sont diffusés par les aérosols et atteignent la surface avec des angles différents de l'angle d'incidence initial. Cet effet tend à diminuer les ombres et adoucit le comportement photométrique de la surface, qui s'approche alors d'un comportement de Lambert.

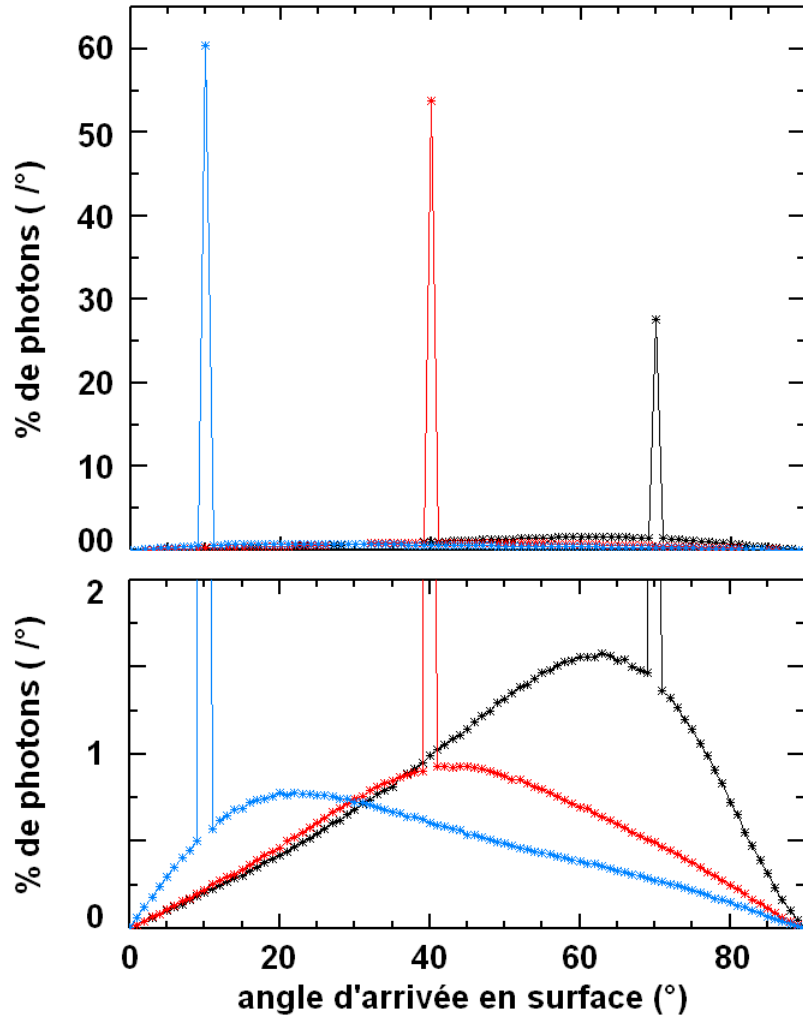


Figure II-16 : nombre de photons touchant la surface en fonction de l'angle d'arrivée pour trois incidences solaires ( $i=70^\circ$  en noir,  $i=40^\circ$  en rouge et  $i=10^\circ$  en bleu). Les paramètres de la poussière martienne ( $\omega = 0,97$ ,  $g = 0,63$ ) sont utilisés, ainsi qu'une profondeur optique typique de 0,6. Le pic de chaque distribution représente les photons qui touchent la surface sans avoir interagit avec les aérosols (60% pour une incidence de  $10^\circ$ , 55% à  $50^\circ$ , 28% pour une incidence de  $70^\circ$ ).

### II.3.4.e Bilan sur le devenir des photons

Dans le tableau ci-dessous sont répartis dans différentes catégories  $4.10^6$  photons initialement envoyés, pour quatre situations différentes de profondeur optique  $\tau$ , d'incidence  $i$  et d'albédo de surface  $A_L$ .

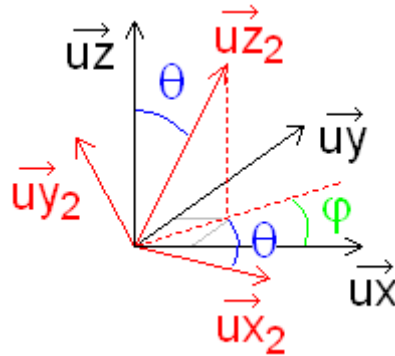
Conditions	$\tau = 0,5$ $i = 40^\circ$ $A_L = 0,1$	$\tau = 0,5$ $i = 40^\circ$ $A_L = 0,8$	$\tau = 1,0$ $i = 40^\circ$ $A_L = 0,1$	$\tau = 0,5$ $i = 70^\circ$ $A_L = 0,1$
Devenir des photons incidents				
Absorbés par les aérosols	2,3%	4,1%	4,9%	4,0%
Absorbés par la surface	80,9%	20%	72,0%	63,7%
Diffusés par la surface uniquement	2,3%	18,5%	0,6%	1,0%
Diffusés par les aérosols uniquement	9,3%	9,3%	17,3%	26,4%
Diffusés par la surface et les aérosols	5,2%	48,1%	5,2%	4,9%
Facteur de réflectance	0,126	0,786	0,166	0,168
Histoire des photons qui ressortent du système {surface – aérosols}				
Diffusés 1 fois par les aérosols, sans interaction avec la surface	21,2%	4,7%	18,2%	34,6%
Diffusés 2 à 4 fois par les aérosols, sans interaction avec la surface	30,1%	6,6%	41,1%	41,9%
Diffusés 5 fois et plus par les aérosols sans interaction avec la surface	4,1%	0,9%	15,7%	5,3%
Diffusés 1 fois par la surface sans interaction avec les aérosols	13,8%	24,4%	2,6%	3,2%
Diffusés 1 fois par la surface et 1 fois par les aérosols	14,1%	25,0%	4,9%	5,1%
Diffusés 1 fois par la surface et 2 à 4 fois par les aérosols	14,4%	25,5%	12,0%	8,2%
Diffusés 1 fois par la surface et 5 fois ou plus par les aérosols	1,6%	2,9%	4,9%	1,4%
Diffusés 2 fois et plus par la surface et 1 fois par les aérosols	0,1%	1,2%	0,0%	0,0%
Diffusés 2 fois et plus par la surface et 2 à 4 fois par les aérosols	0,4%	5,4%	0,2%	0,2%
Diffusés 2 fois et plus par la surface et 5 fois et plus par les aérosols	0,2%	3,5%	0,4%	0,1%

## II.4. Modèle plan parallèle tridimensionnel

Plusieurs situations nécessitent la résolution du transfert radiatif dans un espace tridimensionnel. Il y a d'une part la compréhension des observations à émergence non nulle, telle que les observations dites « séquence EPF », pour *Fonction de Phase en Emission*, où le même élément de surface est observé avec toute une gamme d'angle de phase. Il y a également les problèmes non homogènes spatialement, pour lequel il faut simuler le trajet des photons dans l'espace des distances, en prenant en compte la variation en altitude de la densité en aérosols. Il faut enfin noter que les propriétés des aérosols peuvent varier avec l'altitude. Nous avons donc développé un second modèle plan parallèle, dans l'espace des distances, que nous allons décrire dans cette section.

### II.4.1. Algorithme

On définit une base orthonormée fixe  $\{\vec{x}, \vec{y}, \vec{z}\}$  associée au système {surface ; atmosphère} : l'axe  $\{\vec{z}\}$  est l'axe vertical, orienté vers le haut, et la base  $\{\vec{x}, \vec{y}\}$  est colinéaire à la surface. On associe à chaque photon une base  $\{\vec{u}x, \vec{u}y, \vec{u}z\}$  dont  $\{\vec{u}z\}$  à la même direction et le même sens que la trajectoire du photon. Les relations liant l'ancienne base à la nouvelle base après une diffusion sont établies ci-dessous. La nouvelle base  $\{\vec{u}x_2, \vec{u}y_2, \vec{u}z_2\}$  est définie par la nouvelle direction de propagation liée aux angles  $\theta$  et  $\varphi$ ,  $\theta$  étant l'angle de diffusion par rapport à la direction initiale et  $\varphi$  l'angle azimutal.  $\{\vec{u}x_2\}$  est pris dans le plan  $\{\vec{u}z, \vec{u}z_2\}$ .



$$\begin{aligned}\vec{u}z_2 &= \cos(\theta)\vec{u}z + \sin(\theta)(\cos(\varphi)\vec{u}x + \sin(\varphi)\vec{u}y) \\ \vec{u}x_2 &= -\sin(\theta)\vec{u}z + \cos(\theta)(\cos(\varphi)\vec{u}x + \sin(\varphi)\vec{u}y) \\ \vec{u}y_2 &= \cos(\varphi)\vec{u}y - \sin(\varphi)\vec{u}x\end{aligned}$$

La modélisation Monte-Carlo en 3-dimensions est ensuite plus intuitive que celle décrite en section II.3 de ce chapitre :

- 1) Le photon démarre son trajet aux coordonnées  $\{x, y, z\} = \{0, 0, z_{\max}\}$ ,  $z_{\max}$  étant l'altitude du sommet de la couche. La base initiale  $\{\vec{u}_x, \vec{u}_y, \vec{u}_z\}$  du photon est obtenue en appliquant les formules ci-dessus à la base  $\{\vec{x}, \vec{y}, \vec{z}\}$ , avec un azimut nul et un angle  $\theta$  égal à l'incidence.
- 2) On note  $\alpha$  l'angle par rapport à la verticale montante (axe  $\{\vec{z}\}$ ) du vecteur photon  $\vec{u}_z$ , et  $\varphi$  l'azimut dans la base fixe  $\{\vec{x}, \vec{y}, \vec{z}\}$ . Pour savoir si le photon interagit avec la couche d'aérosols, on tire au hasard un nombre  $n$  entre 0 et 1. Ce nombre  $n$  suit la loi de probabilité d'interaction ( $n = \exp(-\tau_{\text{effectif}})$ ). A ce nombre  $n$  correspond une altitude  $z_{\text{contact}}$  d'interaction, que l'on va comparer à l'altitude de la surface si la particule descend ( $\alpha > \pi/2$ ) ou du sommet de la couche  $z_{\max}$  si la particule monte ( $\alpha < \pi/2$ ). Si  $\tau(z)$  représente la profondeur optique verticale au dessus de l'altitude  $z$ , l'altitude  $z_{\text{contact}}$  est définie par l'équation suivante :

$$n = \exp\left(\frac{\tau(z_{\text{contact}}) - \tau(z)}{\cos(\alpha)}\right)$$

- 3) Pour modéliser le trajet des photons dans l'espace des distances, il faut définir la distribution verticale de la profondeur optique : une fonction exponentielle avec une hauteur d'échelle  $H_0$  sera choisie dans un premier temps (voir I.1.3.b) :

$$\tau(z) = \tau_0 \exp\left(-\frac{z}{H_0}\right)$$

On obtient alors l'expression de  $z_{\text{contact}}$  suivante :

$$z_{\text{contact}} = -H_0 \ln\left[\exp\left(\frac{-z}{H_0}\right) + \frac{\ln(n)\cos(\alpha)}{\tau_0}\right]$$

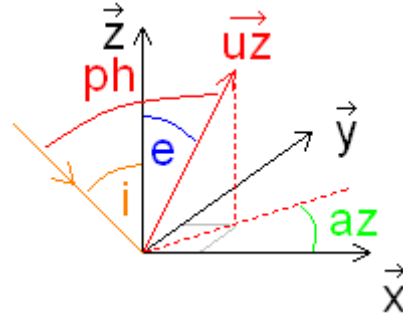
- 4) En cas d'interaction, les coordonnées  $\{x_{\text{int}}, y_{\text{int}}, z_{\text{int}}\}$  du lieu d'interaction sont reliées aux coordonnées du point de départ du photon par :

$$\begin{aligned} x_{\text{int}} &= (z_{\text{contact}} - z)\tan(\alpha)\cos(\varphi) + x \\ y_{\text{int}} &= (z_{\text{contact}} - z)\tan(\alpha)\sin(\varphi) + y \\ z_{\text{int}} &= z_{\text{contact}} \end{aligned}$$

- 5) S'il y a interaction, un tirage aléatoire comparé à l'albédo de simple diffusion indique s'il s'agit d'une absorption ou d'une diffusion. En cas de diffusion, la nouvelle direction est déterminée par un tirage aléatoire entre 0 et 360° pour l'azimut  $\varphi$ , et par un tirage aléatoire suivant la fonction de phase pour l'angle de diffusion  $\theta$  (il suffit de construire à partir de la fonction de phase des aérosols  $P(\theta)$  la relation liant l'angle de diffusion  $\theta$  à un nombre aléatoire entre 0 et 1, comme décrit à la fin de la section II.3.2.a pour la fonction de probabilité  $P(f, i)$ ). Une fois connus  $\theta$  et  $\varphi$ , on détermine la nouvelle base  $\{\vec{u}_{x_2}, \vec{u}_{y_2}, \vec{u}_{z_2}\}$  associée au photon à l'aide des relations décrites au début de cette section.

- 6) L'interaction avec la surface se déroule de manière similaire : tirage d'un premier nombre aléatoire selon l'albédo du sol, puis détermination de la nouvelle base associée au photon selon l'angle de diffusion par rapport à la verticale (qui suit la loi de Lambert) et l'angle d'azimut équiprobable.

Réalisée pour un grand nombre de photon, cette procédure permet de déterminer la distribution des photons sortant de la couche selon l'angle d'émergence  $e$  et l'angle d'azimut. On détermine alors le facteur de réflectance –  $I/(F \cos(i))$  – en suivant une procédure similaire à celle décrite en section II.3.2.c : on ajuste une fonction de Lambert ( $\sim \cos(e)\sin(e)$ ) autour des angles concernés, on calcule l'intégrale de cette fonction puis on divise le résultat par le nombre total de photons envoyés. Les angles photométriques fournis avec chaque observation OMEGA sont l'angle d'incidence solaire  $i$ , l'angle d'émergence  $e$  et l'angle de phase  $ph$ . L'expression de l'angle d'azimut, utilisé dans notre modélisation, en fonction de ces angles est la suivante :



$$azimut = \arccos\left(\frac{-\cos(ph) + \cos(i)\cos(e)}{\sin(i)\sin(e)}\right)$$

#### II.4.2. Validation

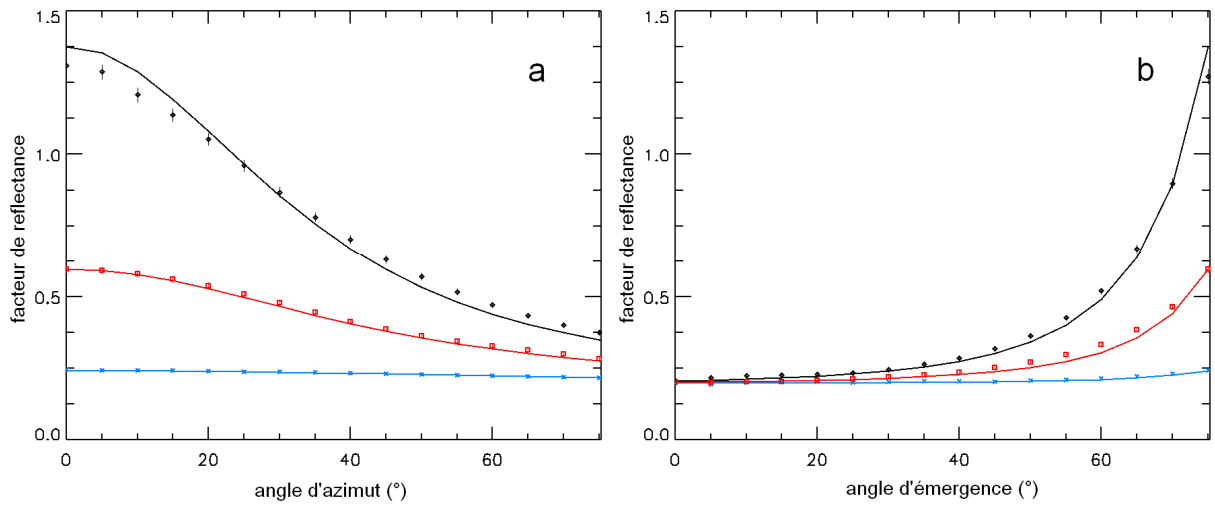


Figure II-17 : Comparaison entre l'algorithme de F. Forget et al. (lignes continues) et le modèle Monte-Carlo à trois dimensions (symboles) pour une profondeur optique de 0,16, un albédo de surface de 0,2, un albédo de simple diffusion de 0,974 et une fonction de phase H-G

avec  $g = 0,63$ . Les variations du facteur de réflectance sont indiquées pour 3 valeurs de l'incidence solaire ( $i = 72^\circ$ , en noir ;  $i = 66^\circ$ , en rouge ;  $i = 25^\circ$ , en bleu). Les barres d'erreur pour le modèle Monte-Carlo sont indiquées ( $\pm 2\%$  pour  $3.10^7$  photons simulés). Les deux modèles donnent des résultats similaires.

Nous avons validé la programmation de ce deuxième algorithme en vérifiant d'une part que les résultats obtenus pour une émergence nulle étaient équivalents à ceux du modèle Monte-Carlo 1D décrit en section II.3, et d'autre part en utilisant le modèle analytique valable pour les faibles profondeurs optiques de F. Forget et al. (Figure II-17).

### II.4.3. Résultats

#### II.4.3.a Altitude d'interaction

Sur la Figure II-18 est représentée l'altitude de première interaction des photons en fonction de l'angle d'incidence solaire. La distribution en altitude considérée est une fonction exponentielle avec une hauteur d'échelle de 11,5km (I.1.3.b). En se plaçant dans des conditions martiennes typiques (profondeur optique entre 0,5 et 1,  $\omega = 0,974$ , fonction de phase H-G  $g = 0,63$ ), l'altitude de première interaction dépend fortement de l'angle d'incidence lorsque celui-ci dépasse  $70^\circ$  : le mode de la distribution des photons en fonction de l'altitude atteint 20 km pour une incidence solaire de  $80^\circ$  et une profondeur optique de 1. De même, la profondeur optique influe sensiblement sur l'altitude de première interaction des photons (Figure II-19) : plus la quantité de poussière est élevée, plus les photons interagissent haut dans l'atmosphère. Différents auteurs ayant démontré la variabilité de la taille des aérosols selon l'altitude (I.1.2.b), l'hypothèse d'homogénéité de la couche d'aérosols pour les observations nadir, largement utilisée, devra en fait être considérée avec précaution (ce point sera détaillé à partir des observations dans le Chapitre V, section V.3.1.b).

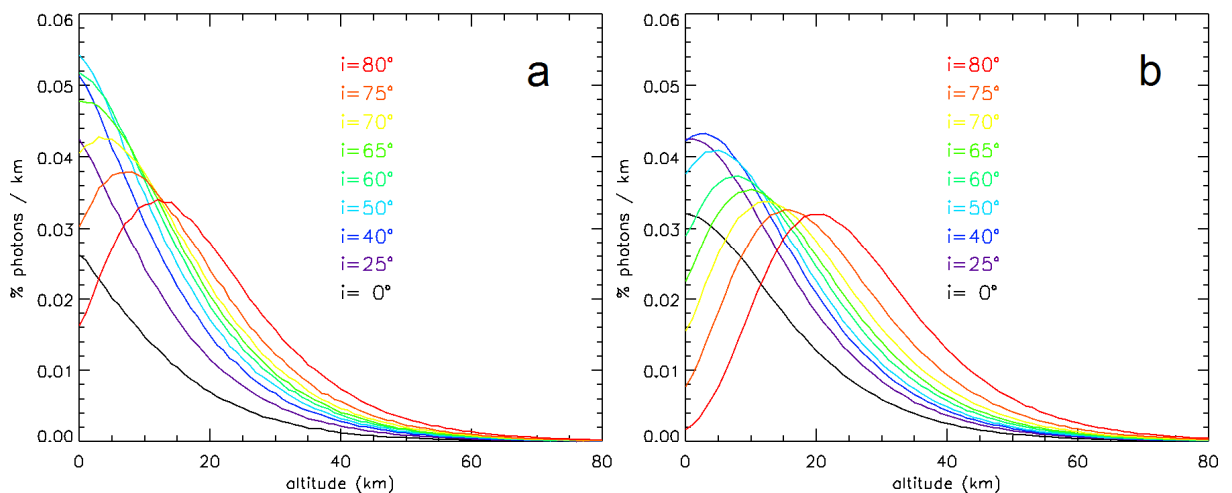
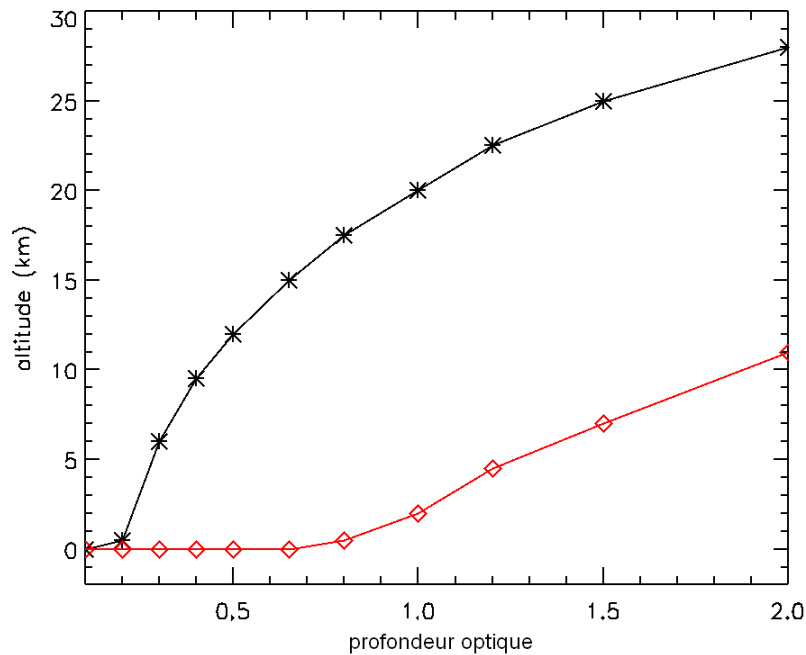


Figure II-18 : Distribution du nombre de photon en fonction de l'altitude de la première interaction avec les aérosols pour différents angles d'incidence. La profondeur optique des aérosols varie selon l'altitude suivant une fonction exponentielle d'hauteur d'échelle 11,5 km. La profondeur optique totale est de 0,5 pour le graphe (a) et de 1 pour le graphe (b).

*L'altitude de première interaction augmente avec l'angle d'incidence : le mode de la distribution s'éloigne sensiblement de la surface à partir de 70° d'incidence, et atteint 20 km pour 80° d'incidence et une profondeur optique de 1.*



*Figure II-19 : Variation de l'altitude de première interaction avec les aérosols en fonction de la profondeur optique pour deux incidences solaires :  $i = 80^\circ$  en noir et  $i = 40^\circ$  en rouge. Le mode de la distribution en fonction de l'altitude (voir Figure II-18) est représenté. L'altitude d'interaction avec les aérosols augmente avec la profondeur optique.*

#### II.4.3.b Diffusion des photons provenant de la surface

Les photons captés par un instrument en visée nadir viennent d'une part de l'élément de surface qu'il observe, mais également des surfaces avoisinantes par le biais de la diffusion par les aérosols (voir le schéma sur la Figure II-20). Sur la Figure II-21, les photons provenant de la surface, puis diffusés par les aérosols et finalement mesurés par l'instrument, sont répartis en fonction de la distance entre le point observé et l'élément de surface qui a initialement émis le photon. Cette distribution dépend de l'étendue verticale de la couche d'aérosols (une hauteur d'échelle de 11,5 km est utilisée ici, voir section I.1.3.b). Ces photons – diffusés par la surface puis par les aérosols – représentent fréquemment la moitié des photons provenant de la surface que l'instrument mesure. Au total, 90% de photons provenant de la surface sont initialement émis dans un rayon de 15 km autour du point observé. Il sera important de considérer ce phénomène lorsqu'une zone présentant des inhomogénéités de surface sur des distances de l'ordre de la dizaine de kilomètres est observée : les signatures spectrales détectées en un point peuvent en fait provenir des surfaces avoisinantes.



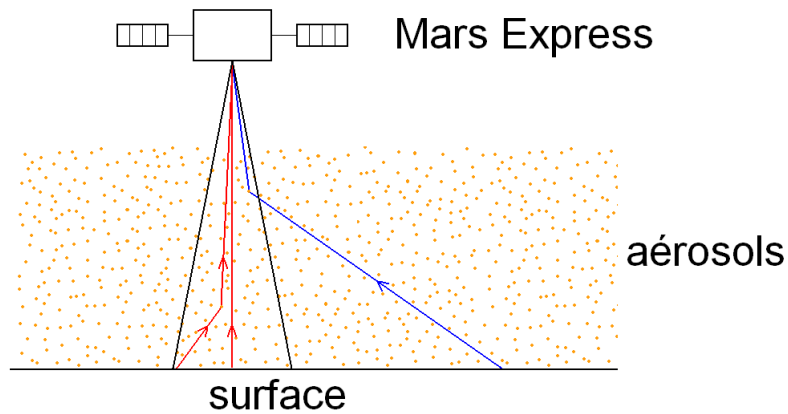


Figure II-20 : Trajets des photons depuis la surface vers l'instrument à travers la couche d'aérosols. Les photons en provenance de l'élément de surface observé peuvent atteindre le capteur soit directement soit après diffusion par les aérosols (trajets rouges). Des photons diffusés par des régions en dehors de l'élément de surface observé peuvent aussi contribuer au signal observé (ligne bleue). Il faut considérer la proportion relative des différents photons lorsque l'on observe une région présentant des variations géographiques importantes des propriétés de surface.

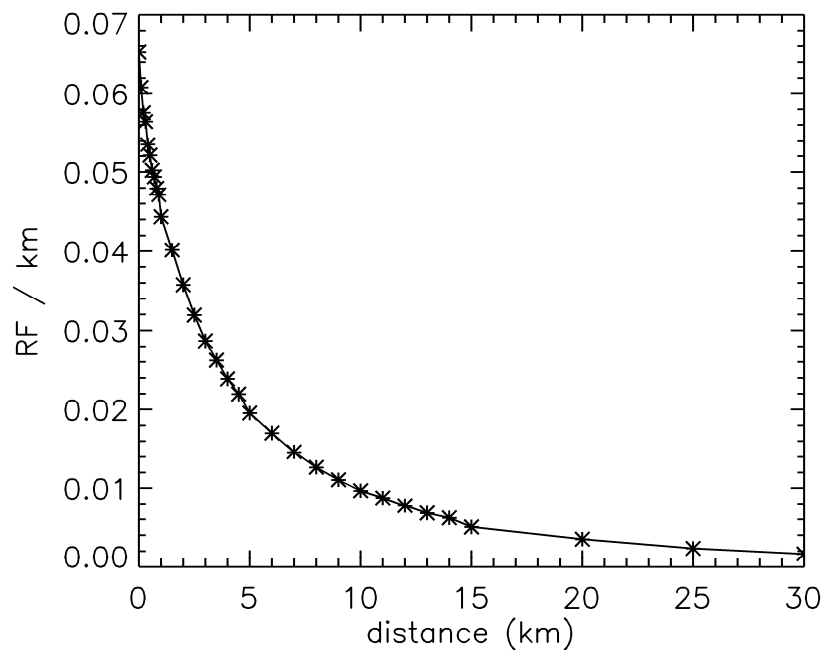


Figure II-21 : Quantité de photon provenant de la surface puis diffusé par les aérosols vers l'instrument en fonction de la distance entre le centre de la région observée et l'élément de surface qui a initialement diffusé le photon. La quantité de photon est exprimée en facteur de réflectance par kilomètre. La simulation est réalisée avec une profondeur optique de 0,6 et une hauteur d'échelle de 11,5km. Ces photons représentent 40% du total de la contribution des photons diffusé par la surface : 60% atteignent directement le détecteur sans interaction. 90% des photons en provenance de la surface sont initialement diffusé dans un rayon de 15 km autour du centre de l'élément de surface observé.

Si les inhomogénéités de surface ont une structure concentrique autour du point observé (par exemple si un cratère d'un matériau donné est entouré d'un autre matériau), la réflectance apparente au centre de la zone (en visée nadir) vaut :

$$RF = RF_{aéro}(i, \tau) + RF_{surf}(i, \tau) \times A(0) \times \exp(-\tau) + \sum_{x=0}^{\infty} [RF_{surf}(i, \tau) \times A(x) \times RF_{latéral}(\tau, x, H) \times \Delta x]$$

avec :

- $i$  : angle d'incidence solaire.
- $\tau$  : profondeur optique.
- $RF_{aéro}(i, \tau)$  : facteur de réflectance de la composante diffusée directement par les aérosols, sans interaction avec la surface.
- $RF_{surf}(i, \tau)$  : éclaircissement de la surface, exprimé en facteur de réflectance émis par une surface d'albédo unité.
- $x$  : distance au centre de l'observation.
- $A(x)$  : albédo de la surface.
- $H$  : hauteur d'échelle de l'atmosphère.
- $RF_{latéral}(\tau, x, H)$  : facteur de réflectance émis en direction de l'instrument, au zénith, après diffusion par la surface située à la distance  $x$  et diffusion par les aérosols, par unité de distance  $\Delta x$  (Figure II-21).

## II.5. Modélisation tridimensionnelle en géométrie sphérique

Lorsque le soleil est proche de l'horizon, l'hypothèse d'une atmosphère plane cesse d'être valable. Dans les conditions martiennes (le rayon de la planète est de  $3,4 \cdot 10^3$  km, l'atmosphère à une hauteur d'échelle de 11,5 km), le trajet réel des photons dans l'atmosphère courbe s'écarte sensiblement de celui dans un modèle plan parallèle à partir de  $80^\circ$  d'incidence (voir Figure II-22).

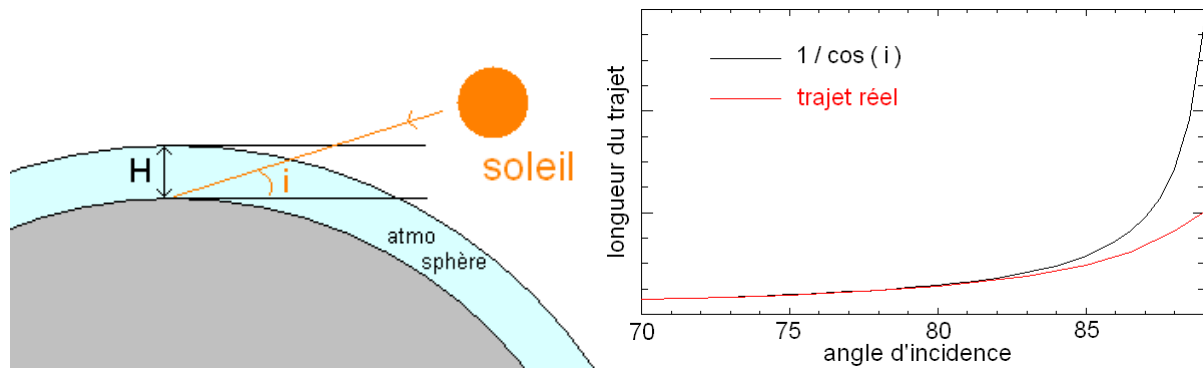


Figure II-22 : trajectoire initiale des photons solaires dans l'atmosphère courbe de la planète comparée au trajet dans une atmosphère plane, selon l'angle d'incidence. La différence entre le trajet réel (en rouge) et le trajet simulé avec une atmosphère plane (noir) est représenté à droite pour une hauteur  $H$  de 11,5 km (égale à la hauteur d'échelle de l'atmosphère qui contient 63% de la profondeur optique d'aérosols). Les deux trajets divergent significativement ( $> 5\%$ ) au delà de  $80^\circ$  d'incidence.

OMEGA a observé la surface de Mars en visée nadir au niveau du terminateur (la limite entre le jour de la nuit) et a réalisé des observations de la planète Mars au dessus limbe avec des angles d'incidence solaire élevés, supérieurs à  $90^\circ$ . Le modèle sphérique développé dans le cadre de cette thèse pour analyser ces observations est présenté dans cette section. Basé sur les techniques Monte-Carlo, il permet de résoudre le transfert du rayonnement dans la couche d'aérosols et l'interaction avec la surface sans approximations sur la diffusion multiple.

### II.5.1. Hypothèses et symétrie

La planète est considérée sphérique de rayon  $R_{Mars} = 3380$  km (rayon polaire). On considère dans un premier temps une situation où l'albédo de surface est identique en tout point. La distribution verticale de la profondeur optique est un paramètre (on pourra par exemple choisir une fonction  $\tau(z)$  exponentielle avec une hauteur d'échelle  $H_{aero}$  – cf. section I.1.3.b). La profondeur optique totale normale est identique en tout point de la planète. On définit une base orthonormée  $\{\vec{x}, \vec{y}, \vec{z}\}$  fixe par rapport au soleil (voir Figure II-23) : l'axe  $\{\vec{x}\}$  a pour

direction la ligne reliant le soleil à la planète Mars, et est orienté du soleil vers Mars. Les photons provenant du soleil sont donc colinéaires et de même sens que l'axe  $\{\vec{x}\}$ . Le plan  $\{\vec{y}, \vec{z}\}$  est le plan jour/nuit (« terminateur »). Le système est symétrique de révolution autour de l'axe passant par le centre de la planète et parallèle à  $\{\vec{x}\}$  : il suffit alors d'envoyer initialement les photons solaires selon l'axe  $\{\vec{z}\}$  uniquement, et de définir les éléments de surface relatif à la planète comme des couronnes centrées sur l'axe de symétrie (Figure II-23).

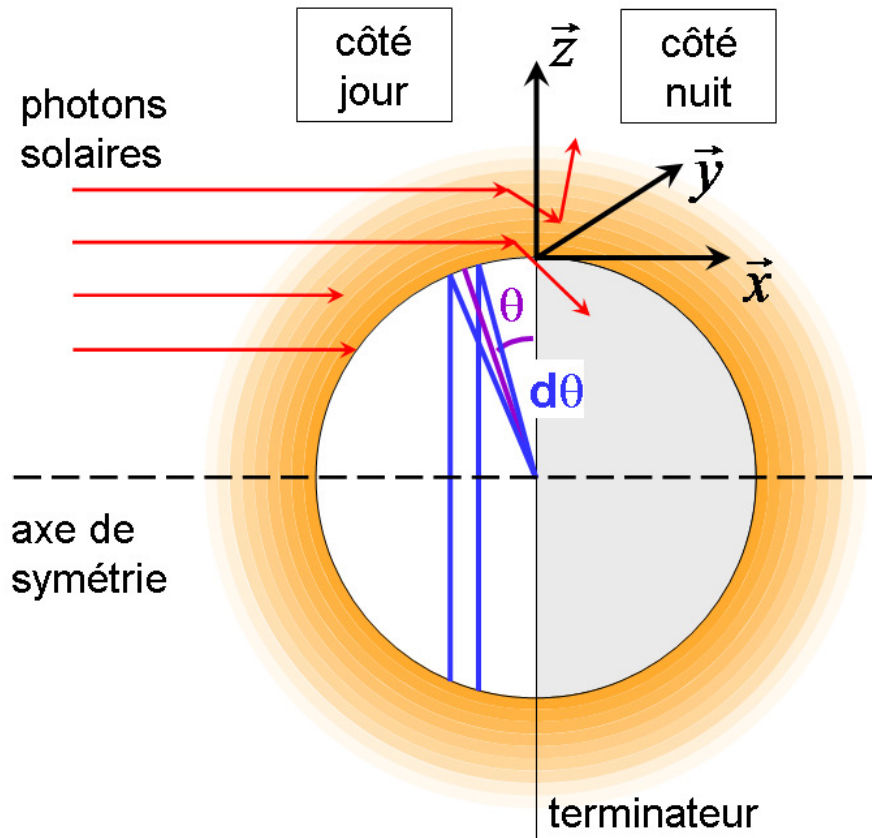


Figure II-23 : Schématisation de la géométrie sphérique considérée ici. L'albédo de surface est identique en tout point de la planète. La profondeur optique des aérosols varie avec l'altitude : l'atmosphère est donc constituée de couches sphériques de même profondeur optique (en orange). Le système est symétrique de révolution autour de l'axe parallèle à l'axe  $\{\vec{x}\}$  et passant par le centre de la planète (tirets). Les photons sont envoyés dans le plan  $\{\vec{x}, \vec{z}\}$  (en rouge). Ils se déplacent ensuite dans la couche d'aérosols sphérique en trois dimensions et peuvent soit atteindre directement la surface, soit être absorbés, soit être diffusés vers le sol, soit être diffusés vers l'extérieur. On modélise ensuite le trajet des photons provenant de la surface. Les éléments de surface sont des couronnes centrées sur l'axe de symétrie et définies par leur angle  $\theta$  avec le terminateur (en violet et bleu sur la figure).

## II.5.2. Probabilités associées aux trajets simples

Nous allons créer un tableau précalculé de profondeurs optiques associées aux différents trajets simples possibles dans la couche d'aérosols, avec une certaine résolution spatiale. Les

trajets de chaque photon seront ensuite simulés en combinant et en interpolant les trajets contenus dans ce tableau. La géométrie du tableau est décrite sur la Figure II-24.

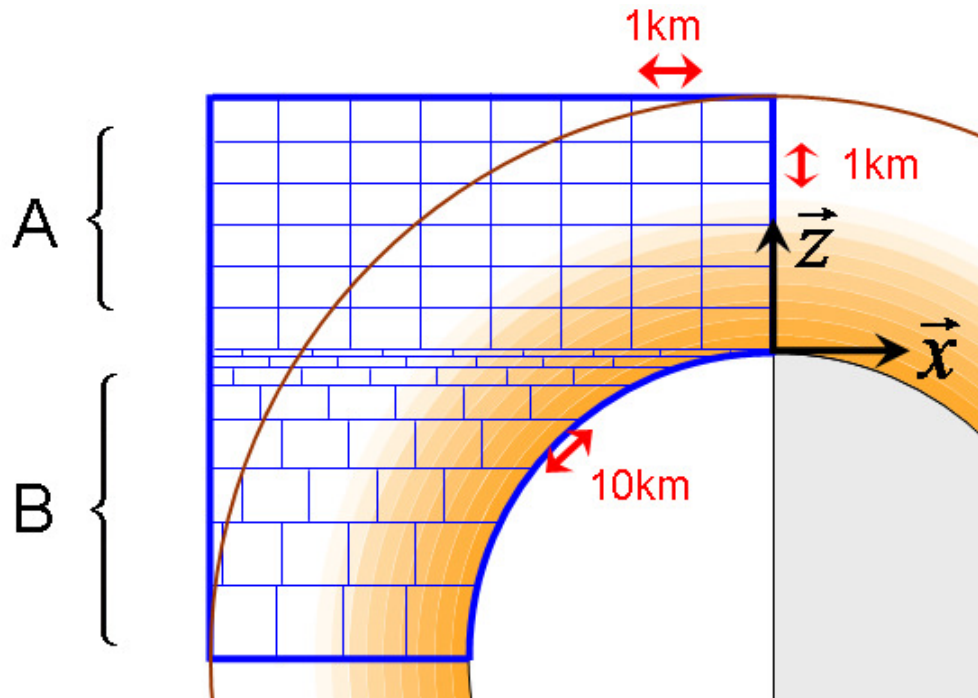
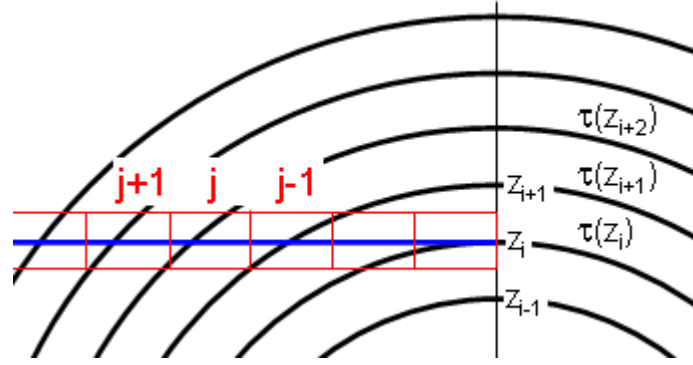


Figure II-24 : Géométrie du tableau précalculé des profondeurs optiques associées aux différents trajets simples possibles (les trajets sont horizontaux – suivant l'axe des  $x$  – dans le tableau). Tous les trajets possibles dans la couche d'aérosols sont des combinaisons ou des interpolations des trajets horizontaux contenus dans ce tableau. Deux types de trajets simples composent ce tableau : les trajets  $A$  dans la couche d'aérosols uniquement (au dessus du limbe), et les trajets  $B$  qui débouchent ou qui partent de la surface. La résolution de la discrétisation est d'un kilomètre selon  $z$  pour les trajets  $A$  et de 10 kilomètres selon la surface pour les trajets  $B$  ; chaque trajet ( $A$  ou  $B$ ) est découpé tous les kilomètres depuis son origine (selon  $x$ ). Le sommet de la couche d'aérosols est indiqué en marron. Les valeurs contenues dans le tableau correspondent à un seul sens de déplacement du photon – de droite à gauche –, les profondeurs optiques dans le sens inverse s'obtenant simplement par soustraction de la profondeur optique totale.

Le tableau est composé de deux types de trajet : les trajets de type  $A$  correspondent aux trajets effectués dans la couche d'aérosols uniquement : la planète n'est pas sur la trajectoire du photon ; les trajets de type  $B$  débouchent ou partent de la surface. Pour les trajets de type  $A$ , nous allons remplir le tableau avec les probabilités intégrées sur le trajet associé à chaque altitude partant de l'intérieur de la couche d'aérosols (c'est-à-dire partant de la droite sur le schéma de la Figure II-24, et se dirigeant vers le soleil). Pour les trajets de type  $B$ , le tableau est rempli avec les probabilités intégrées en partant de la surface.

La profondeur optique dépend de l'altitude. On discrétise donc également l'atmosphère en couche, l'épaisseur de chaque couche étant prise égale à la résolution verticale des trajets de type  $A$  (1 km, voir Figure II-24). Nous allons décrire ci-dessous la méthode utilisée pour remplir ce tableau, en prenant exemple d'un trajet de type  $A$ . Les notations utilisées par la suite sont définies sur le schéma ci-après.



La profondeur optique comprise entre le point de départ du photon et la fin de la case n°j de l'altitude n°i se calcule de la façon suivante :

- Soit  $\tau(z_i)$  la profondeur optique normale de la couche située entre  $z_i$  et  $z_{i+1}$ . Cette couche est entièrement traversée par le photon qui atteint la fin de la case n°j. Calculons le trajet  $l_i$  effectué dans cette première couche de profondeur optique :

$$l_i = \sqrt{(R_{Mars} + z_{i+1})^2 - (R_{Mars} + z_i)^2}$$

- La profondeur optique  $\tau_i$  correspondant au trajet dans cette couche vaut :

$$\tau_i = \frac{\tau(z_i)}{\frac{z_{i+1} - z_i}{l_0}}$$

- La couche suivante,  $\tau(z_{i+1})$ , est également entièrement traversée par le photon. On calcule de manière similaire le trajet  $l_{i+1}$  puis la profondeur optique  $\tau_{i+1}$  correspondante. La couche  $\tau(z_{i+2})$  est partiellement traversée par le photon : il faut en tenir compte pour calculer  $l_{i+2}$  et obtenir  $\tau_{i+2}$ . La profondeur optique  $\tau(i, j)$  correspondant à la case j de l'altitude i est alors égale à la somme des profondeurs optiques parcourues dans chaque couche :

$$\tau(i, j) = \tau_i + \tau_{i+1} + \tau_{i+2}$$

- Les profondeurs optiques d'une même altitude sont calculées progressivement : la profondeur optique de la case j est en fait égale à celle de la case j-1 augmentée du trajet supplémentaire.

### II.5.3. Boucle d'événement

On envoie un flux solaire de  $F$  photons par  $\text{km}^2$ . Ces photons partent de l'axe  $\{\bar{z}\}$  car le système est symétrique de révolution. Le nombre de photons envoyé à une altitude  $z$  correspond au flux traversant l'élément de surface en forme de couronne  $dS = 2\pi(z + R_{Mars})dz$ ,  $dz$  étant la dimension de la discrétisation selon  $z$  :

$$N_{photon}(z) = 2\pi F(z + R_{Mars})dz$$

Après modélisation du transfert du rayonnement, les photons qui ne sont pas absorbés pourront soit arriver en surface, soit sortir de la couche. On discrétise la sphère associée à la planète en élément de surface en forme de couronnes centrées sur l'axe de symétrie (Figure II-23). La dimension de ces éléments de surface est  $2\pi R_{Mars}^2 \cos(\theta) d\theta$ .

Le photon dont on simule le trajet est caractérisé par sa position  $\{X, Y, Z\}$  dans la base  $\{\vec{x}, \vec{y}, \vec{z}\}$  et, de manière similaire au précédent modèle, par la base orthonormée qui lui est associée :  $\{\vec{ux}, \vec{uy}, \vec{uz}\}$ , où  $\{\vec{uz}\}$  à la même direction et le même sens que la trajectoire du photon (voir section II.4.1). Pour connaître la profondeur optique qui fait face au photon, et la distribution de cette profondeur optique avec la distance, il faut déterminer le trajet correspondant dans le tableau construit précédemment, en section II.5.2 (Figure II-24). Nous avons pour cela besoin de déterminer le paramètre d'impact  $b$  de la trajectoire du photon, la distance entre la position du photon et le plan perpendiculaire à la trajectoire passant par le centre de la planète, notée  $d$  par la suite (Figure II-25), ainsi que le sens de déplacement (de droite à gauche, ou l'inverse, dans le tableau de la Figure II-24 ; voir Figure II-25).

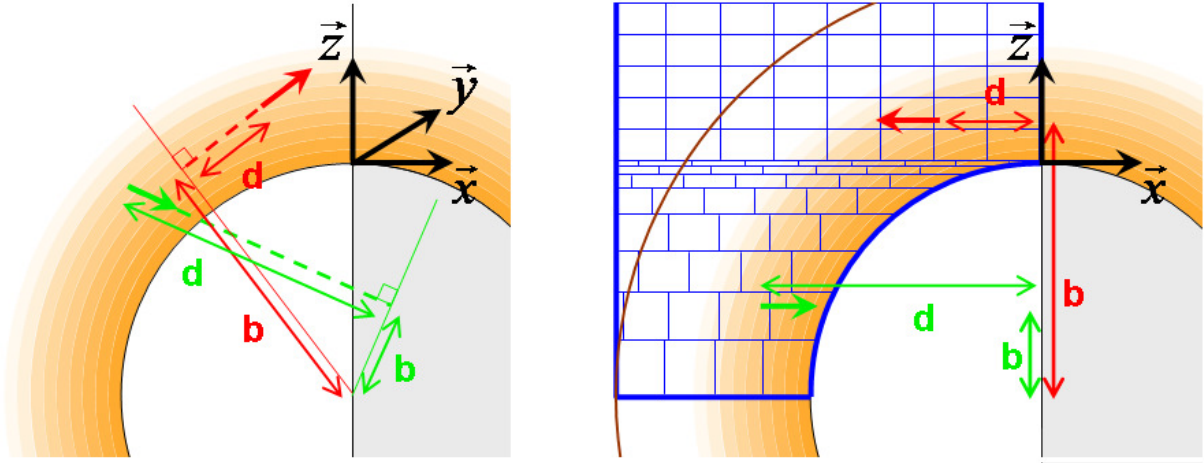


Figure II-25 : Détermination du trajet équivalent dans le tableau des profondeurs optiques (droite) à partir du trajet réel (gauche). Il faut pour cela déterminer le paramètre d'impact  $b$  et la distance entre la position du photon et le plan perpendiculaire à la trajectoire passant par le centre de la planète  $d$ . Deux exemples sont donnés pour un photon se dirigeant vers la planète (en vert) et un photon passant dans la couche d'aérosols au dessus de la surface (en rouge). Les sens de déplacement des photons vert et rouge sont opposés (le photon rouge se déplace dans le sens du tableau – de droite à gauche –, le photon vert dans le sens inverse).

Pour calculer ces trois grandeurs ( $b$ ,  $d$ , et le sens), il faut tout d'abord déterminer si la trajectoire du photon coupe la surface de la planète ou non. On va pour cela établir l'équation qui permet de calculer les coordonnées  $\{X_0, Y_0, Z_0\}$  du point d'intersection entre la trajectoire du photon et la surface de la planète. Les coordonnées de ce point sont définies par le système suivant, formé à l'aide de l'équation de la surface de Mars et de la colinéarité entre le vecteur photon  $\vec{uz}$  et le vecteur reliant la position actuelle du photon au point  $\{X_0, Y_0, Z_0\}$  (le coefficient de proportionnalité est noté  $k$ ) :



$$\begin{cases} R_{Mars}^2 = X_0^2 + Y_0^2 + (Z_0 + R)^2 \\ X_0 - X = k\bar{u}z(0) \\ Y_0 - Y = k\bar{u}z(1) \\ Z_0 - Z = k\bar{u}z(2) \end{cases}$$

A partir de ce système on obtient l'équation du second degré en  $k$  :

$$k^2 + 2k(x\bar{u}z(0) + y\bar{u}z(1) + z\bar{u}z(2) + R_{Mars}\bar{u}z(2)) + (x^2 + y^2 + (z + R_{Mars})^2 - R_{Mars}^2) = 0$$

- Si le discriminant de cette équation est positif ou nul, la trajectoire du photon coupe la surface de la planète. On résout alors l'équation ci-dessus pour obtenir la valeur de  $k$ , et donc du point  $\{X_0, Y_0, Z_0\}$ . Cette équation à deux solutions lorsque la trajectoire n'est pas rasante, car la trajectoire du photon coupe la sphère en deux points. Il faut sélectionner la solution qui minimise la distance entre la position du photon et le point d'intersection  $\{X_0, Y_0, Z_0\}$ . Le signe des solutions permet de déterminer le sens de déplacement du photon par rapport à la surface. Pour déterminer le paramètre d'impact  $b$  il suffit de calculer l'angle entre le vecteur photon  $\bar{u}z$  et la normale  $\bar{n}$  à la surface de la planète passant par le point  $\{X_0, Y_0, Z_0\}$  ( $\bar{n} = [X_0, Y_0, Z_0 + R_{Mars}]$ ) :

$$b = R_{Mars} \sin \left( \arccos \left( \frac{\bar{n} \cdot \bar{u}z}{\|\bar{n}\|} \right) \right)$$

- Si la trajectoire du photon ne coupe pas la surface de la planète (discriminant négatif), le calcul de  $b$ ,  $d$ , et du sens de déplacement est différent. Les notations utilisées pour établir l'expression de  $b$  sont définies sur la Figure II-26.

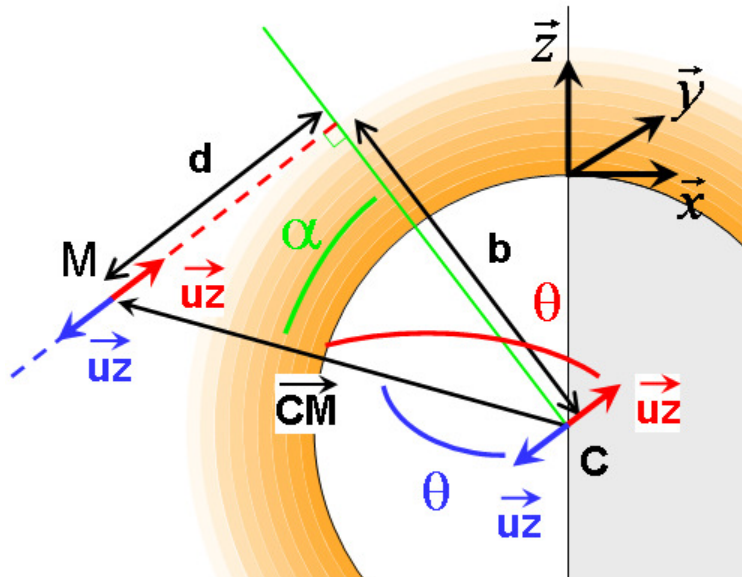


Figure II-26 : Notations utilisées pour le calcul des paramètres  $b$  et  $d$  pour des photons dont la trajectoire ne coupe pas la surface de la planète. Deux photons de même trajectoire mais de sens opposé sont représentés (en rouge : le photon se rapproche de la planète – sens inverse du tableau ; en bleu : le photon s'éloigne de la planète – sens du tableau).



On a

$$b = \|\vec{CM}\| \cos(\alpha) \quad \text{avec} \quad \vec{CM} = [X, Y, Z + R_{Mars}]$$

or  $\cos(\alpha) = \sin(\theta)$  quelque soit le sens de déplacement du photon, et

$$\theta = \arccos\left(\frac{\vec{uz} \cdot \vec{CM}}{\|\vec{CM}\|}\right)$$

On obtient ainsi le paramètre d'impact ( $b = \|\vec{CM}\| \sin(\theta)$ ), la distance  $d$  ( $d = \frac{b}{|\tan(\theta)|}$ ), et le sens de déplacement (signe du produit scalaire).

La connaissance du paramètre d'impact  $b$ , de la distance au bord droit du tableau  $d$ , et du sens de déplacement permet de connaître, après interpolation des résultats contenus dans le tableau, la distribution de la profondeur optique selon la distance sur le trajet qui fait face au photon. On tire alors un nombre aléatoire  $n$  entre 0 et 1, que l'on convertit en profondeur optique  $tn$  par la relation  $tn = -\ln(n)$ . En comparant cette profondeur optique à la distribution de la profondeur optique sur le trajet qui fait face au photon, on détermine s'il y a interaction ou non, et la position de l'éventuelle interaction. Les nouvelles coordonnées du photon s'obtiennent facilement à partir de ses coordonnées de départ, du vecteur directeur et de la distance parcourue. La suite du trajet du photon est variable :

- 1) En cas de diffusion, la nouvelle direction du photon s'obtient de manière similaire au processus décrit dans le précédent modèle (voir section II.4.1) : on tire deux nombres aléatoires pour définir l'angle de diffusion  $\theta$  et l'angle d'azimut  $\phi$ , et on effectue la transformation de la base  $\{\vec{ux}, \vec{uy}, \vec{uz}\}$  associée au photon.
- 2) Si un photon effectue un trajet de type  $A$  (la surface n'est pas sur sa trajectoire) en direction du bord droit du tableau, et s'il atteint ce bord (le point le plus proche de la planète), on retire à la profondeur optique  $tn$  la profondeur optique déjà parcourue, on inverse le sens de déplacement du photon et on répète le processus.
- 3) Si un photon atteint la surface, on calcule comme précédemment les coordonnées  $\{X_0, Y_0, Z_0\}$  du point d'intersection entre la trajectoire du photon et la surface de la planète. On détermine ensuite l'angle  $\theta$  entre le plan du terminateur et l'élément de surface sur lequel est arrivé le photon (voir Figure II-23) :  $\theta = \pi/2 - \arccos(X_0)$  (les angles  $\theta$  positifs correspondent aux éléments de surface côté nuit, les angles  $\theta$  négatifs au côté jour) pour calculer l'éclairement de la surface.
- 4) Si le photon quitte la couche d'aérosols vers l'espace et semble provenir de la planète, il faut déterminer de quel élément de surface il semble provenir, on calcule comme précédemment les coordonnées  $\{X_0, Y_0, Z_0\}$  du point d'intersection entre la trajectoire du photon et la surface de la planète. On en déduit également l'angle d'émergence associé.
- 5) Si le photon quitte la couche d'aérosols sans sembler provenir de la surface, il faut déterminer l'altitude  $h$ , l'angle d'incidence solaire  $i$  et l'angle d'azimut (voir Figure II-27).

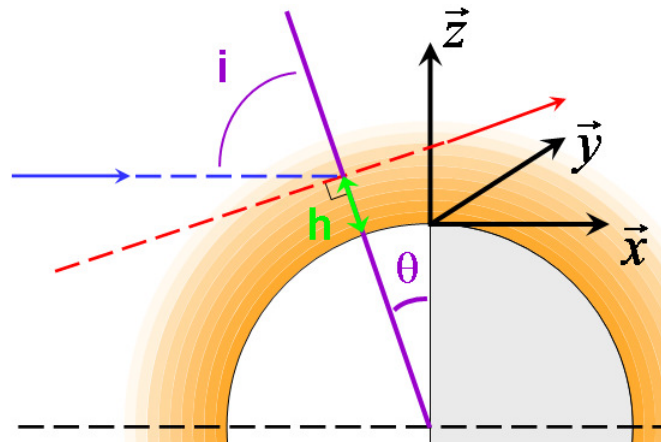


Figure II-27 : Photons sortant de la couche d'aérosols au dessus du limbe de la planète (en rouge). Pour ce type de photon, on calcule l'angle d'incidence solaire  $i$  par rapport à la direction initiale (en bleu), l'altitude  $h$  (idem paramètre  $b$  sur la Figure II-26) et l'azimut.

Si l'on s'intéresse à la modélisation de données obtenues en visée nadir, ou proche du nadir, il n'est pas nécessaire de modéliser le trajet des photons venant de la surface avec le code sphérique : il suffit de réaliser ce calcul avec un code plan-parallèle. En revanche si l'on s'intéresse à des observations obtenues avec des émergences élevées, dépassant  $80^\circ$  (comme les observations au dessus du limbe), il faut également modéliser le trajet des photons après leur diffusion par la surface. Il suffit pour cela d'injecter les photons selon une loi de Lambert, puis de reprendre la modélisation précédente. La réflectance globale du système est alors obtenue pour les différents albédos de surface avec une approche similaire à celle détaillée en section II.3.4.a.

#### II.5.4. Validation

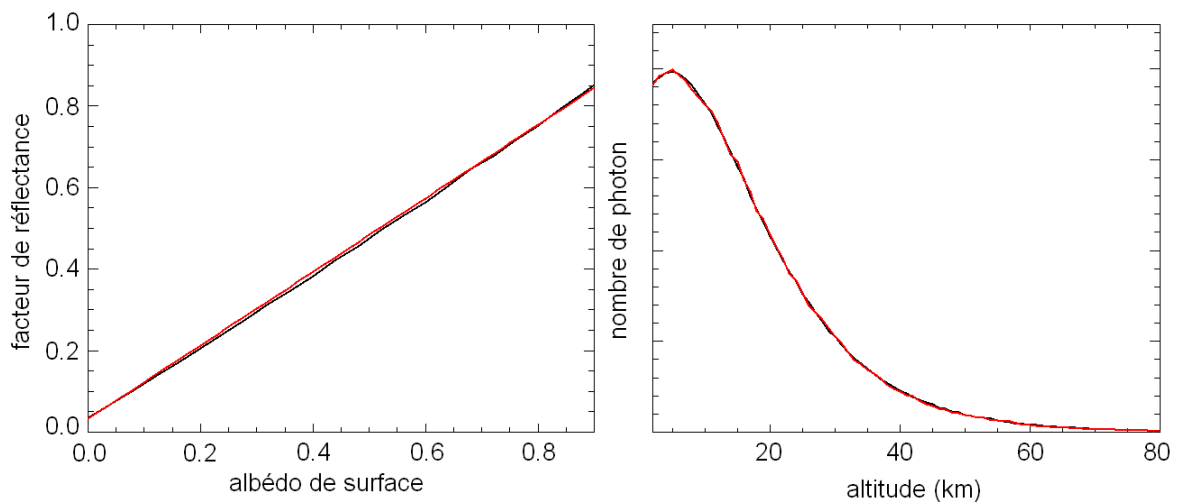


Figure II-28 : Comparaison entre les modèles tridimensionnels Monte-Carlo plan-parallèle (noir) et sphérique (rouge) lorsque l'hypothèse plan-parallèle est encore valable. (Gauche) variations de la réflectance apparente en fonction de l'albédo de surface pour une profondeur optique de 0,2 et une incidence de  $66^\circ$ . (Droite) distribution du nombre de photons atteignant

la surface en fonction de l'altitude de première interaction pour une incidence solaire de  $75^\circ$  et une profondeur optique de 0,5 ;  $4.10^6$  photons sont utilisés pour le modèle plan-parallèle,  $2.10^7$  pour le modèle sphérique. Les deux modèles donnent des résultats identiques.

Nous avons comparé notre modèle sphérique aux modèles plan-parallèle précédents pour des incidences solaires où ces derniers sont encore valides. Sur la Figure II-28 est représenté la variation de la réflectance apparente, en visée nadir, selon l'albédo de surface pour une profondeur optique de 0,2 et une incidence solaire de  $66^\circ$ , et la distribution du nombre de photons arrivant en surface selon l'altitude de leur première interaction avec les aérosols pour une incidence solaire de  $75^\circ$ . Dans les deux cas le modèle sphérique donne des résultats identiques aux modèles plan-parallèles.

### II.5.5. Résultats

Le code de transfert radiatif obtenu permet de modéliser rapidement la solution exacte du transfert du rayonnement en géométrie sphérique : en envoyant un flux de 1 photons par  $\text{km}^2$  depuis l'incidence solaire  $70^\circ$  jusqu'au sommet de la couche, la modélisation prend d'une à quelques dizaines de minutes selon la profondeur optique. Le modèle permet par exemple d'estimer le rayonnement qui arrive en surface au delà du terminateur, côté nuit (Figure II-29). La surface est significativement éclairée jusqu'à  $5^\circ$  (300km) après le terminateur. Cette distance diminue lorsque la hauteur d'échelle diminue. Le choix sur la fonction de phase (Ockert-Bell ou Tomasko) n'a qu'un faible impact sur la distribution du rayonnement.

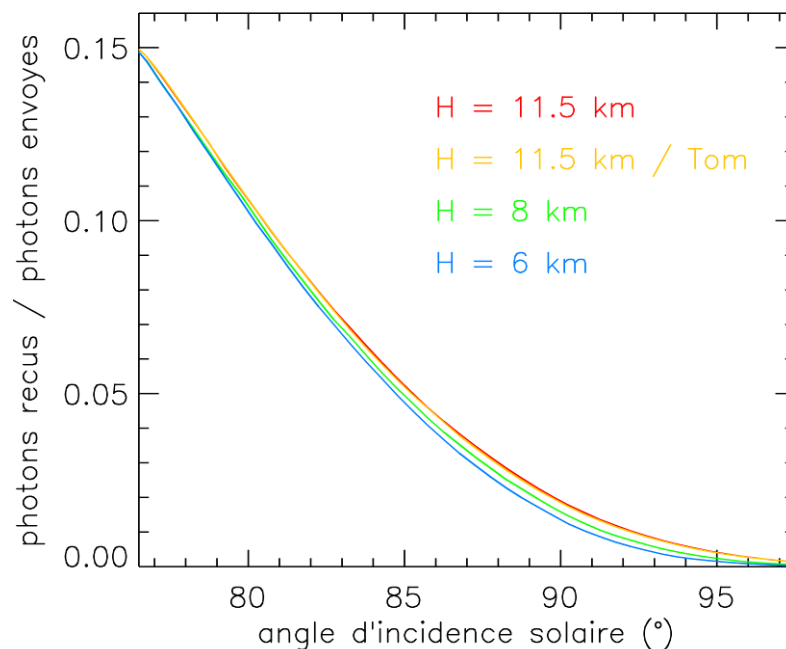


Figure II-29 : Nombre de photons atteignant chaque élément de surface divisé par le flux solaire et l'élément de surface. Trois hauteurs d'échelle sont indiquées (6, 8 et 11,5 km) et deux fonctions de phase (Ockert-Bell en rouge, vert, bleu et Tomasko en jaune). La profondeur optique est de 0,4 (0,51 pour Tomasko).

Nous avons déjà remarqué à l'aide du modèle plan parallèle que l'incidence solaire influe sur l'altitude de première interaction des photons avec les aérosols (voir II.4.3). Au niveau du terminateur, cette altitude atteint des valeurs extrêmes (30 / 40 km, voir Figure II-30 et Figure II-31) lorsque la profondeur optique est modérée (0,5 / 1). Observer la surface de Mars en s'approchant puis en dépassant le terminateur permet donc de sonder les différentes couches de l'atmosphère. Lorsque la profondeur optique est très faible (0,1), l'altitude d'interaction des photons avec les aérosols ne change quasiment pas, même en incidence rasante (Figure II-31).

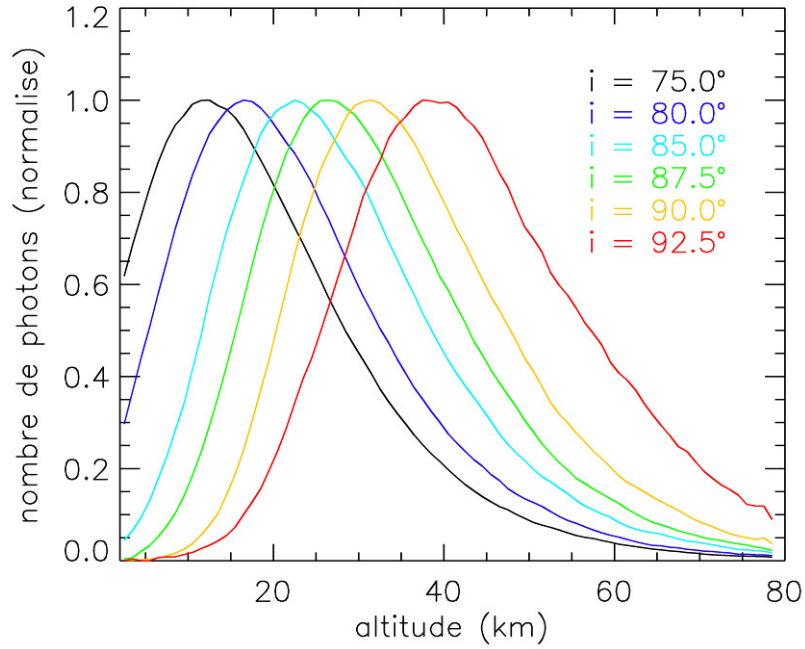


Figure II-30 : Distribution normalisée du nombre de photons atteignant la surface en fonction de l'altitude de première interaction avec les aérosols, pour différents angles d'incidence solaire ( $i = 90^\circ$  correspond au terminateur,  $i = 92,5^\circ$  correspond à une observation côté nuit, à 150 km du terminateur). La profondeur optique vaut 1.

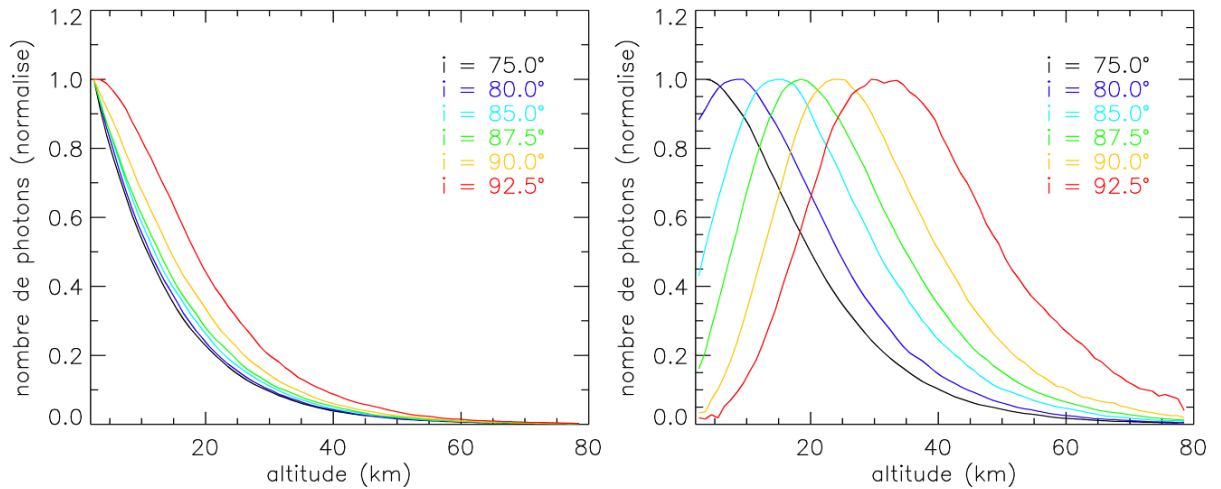


Figure II-31 : Idem Figure II-30 pour une profondeur optique de 0,1 (gauche) et de 0,5 (droite).

## Chapitre III

# Première application à l'interprétation des données OMEGA : discrimination entre contribution de la surface et contribution des aérosols dans les zones polaires de Mars à partir d'observations à différentes incidences

L'instrument OMEGA mesure simultanément le rayonnement proche infrarouge diffusé par la surface de la planète Mars et celui diffusé par les aérosols présents dans l'atmosphère martienne. Pour découpler l'information relative à chacune de ces deux composantes, deux observations sont nécessaires. Dans les régions équatoriales, nous verrons que l'information provenant de la surface peut être déduite des observations OMEGA si l'on considère les mesures simultanées de la quantité d'aérosols réalisées par les *Mars Exploration Rover* depuis la surface (Chapitre V). Lorsque l'on s'éloigne de l'équateur pour s'approcher des régions polaires, les informations disponibles sur le comportement des aérosols sont plus fragmentaires. Les données climatologiques TES, fréquemment utilisées dans les modèles de circulation atmosphérique, ne sont pas fournies de manière systématique lorsque la surface est couverte de glace ([217], [122], [230]). La spécificité des régions polaires peut cependant représenter un atout : autour du solstice d'été, les hautes latitudes, illuminées en permanence, peuvent être observées deux fois sur chaque orbite de Mars Express. Le court intervalle de temps séparant les deux mesures permet de supposer que le même système surface/aérosols est observé à deux reprises, avec deux angles d'éclairement différents. Le trajet des photons dans la couche d'aérosols variant selon l'incidence solaire, le couple d'observation ainsi réalisé apporte deux contraintes sur notre problème à deux inconnues. Nous allons présenter dans ce chapitre une méthode permettant d'utiliser ce type d'observation pour séparer l'information relative à la surface de celle provenant des aérosols. Cette méthode sera appliquée à la calotte Nord de Mars, pour étudier les variations saisonnières de la glace d'eau en surface et la composition des dépôts stratifiés, puis à l'hémisphère sud de la planète pour analyser la contamination apparente en poussière de la glace de CO<sub>2</sub>.

## III.1. Les données OMEGA

### III.1.1. Caractéristiques de l'instrument

L'instrument OMEGA (*Observatoire pour la Minéralogie, l'Eau, les Glaces, et l'Activité*) est un imageur spectral embarqué sur la sonde européenne Mars Express et placé sous la responsabilité de Jean-Pierre Bibring de l'Institut d'Astrophysique Spatiale. OMEGA est le 2<sup>ème</sup> imageur spectral proche infrarouge à être mis en orbite autour de Mars, après ISM (*Imaging Spectrometer for Mars*) à bord de la sonde soviétique *Phobos 2* entrée en orbite en janvier 1989. OMEGA acquiert des images de la planète Mars sur plusieurs longueurs d'onde : les données fournies par l'instrument ont donc une structure cubique, avec deux dimensions spatiales et une dimension spectrale. Les caractéristiques techniques de l'instrument sont détaillées dans la documentation de l'ESA relative à Mars Express [14]. De nombreuses informations sont également disponibles dans les manuscrits de thèse de Guillaume Bonello [20] et d'Aline Gendrin [75]. Nous présentons ici brièvement les caractéristiques de l'instrument dont la connaissance sera utile par la suite.

#### III.1.1.a Spectroscopie

L'instrument se compose de trois détecteurs, correspondant à trois domaines de longueur d'onde :

- 6) VNIR (*visible and near infrared*) : détecteur visible et proche infrarouge (de 0,36  $\mu\text{m}$  à 1,07  $\mu\text{m}$ ) dont la résolution est 0,0074  $\mu\text{m}$  (128 canaux).
- 7) SWIR (*short wavelengths infrared*) : détecteur proche infrarouge « courte longueurs d'onde » (de 0,93  $\mu\text{m}$  à 2,69  $\mu\text{m}$ ) dont la résolution est 0,014  $\mu\text{m}$  (128 canaux).
- 8) LWIR (*long wavelengths infrared*) : détecteur proche infrarouge « grande longueurs d'onde » (de 2,53  $\mu\text{m}$  à 5,09  $\mu\text{m}$ ), dont la résolution est 0,020  $\mu\text{m}$  (96 canaux).

#### III.1.1.b Imagerie

La sonde Mars Express est en orbite polaire autour de Mars. A ce mouvement va correspondre une des deux dimensions spatiales d'OMEGA, selon l'axe Nord-Sud. Cette dimension correspond à la « longueur » de l'image, variant entre 300 et 20000 pixels. L'autre dimension est créée par la mesure de plusieurs pixels (entre 16 et 128) perpendiculairement à la direction de déplacement de la sonde (« largeur » de l'image). Le mode d'acquisition de la largeur de l'image varie entre le détecteur VNIR et les deux autres détecteurs :

- Le détecteur VNIR est constitué d'une matrice à deux dimensions : une spectrale et une spatiale. Les pixels de la dimension spatiale (128 après sommation) sont acquis simultanément et forment la largeur de l'image.

- Les détecteurs SWIR et LWIR sont des barrettes de 128 pixels : ils n'ont qu'une dimension spectrale. La direction perpendiculaire au déplacement de la sonde est donc balayée rapidement de manière à acquérir le spectre de plusieurs points pour former la largeur de l'image. Au cours du balayage, la sonde progresse sur son orbite : la largeur du balayage est donc ajustée pour que les lignes formées par les balayages successifs se suivent sans vides.

L'orbite de Mars Express est elliptique : la sonde observe donc la surface depuis différentes altitudes. Le champ de vue de l'instrument étant constant (1,2 mrad par élément de détecteur), la dimension des pixels au sol va varier selon l'altitude de la sonde, de 360 mètres au périastre à 4,8 km lorsque la sonde se trouve à 4000 km d'altitude. Cette variation d'altitude, qui est associée à une variation de la vitesse de la sonde, a une incidence sur la largeur du balayage pour les détecteurs SWIR et LWIR : plus la sonde est proche de la surface, plus elle est rapide, et plus les balayages doivent être courts pour conserver l'absence de vide entre les différentes lignes. Quatre largeurs d'observation sont donc implémentées selon l'altitude de la sonde : 16 pixels (sonde au périastre), 32 pixels, 64 pixels et 128 pixels (altitudes élevées).

Une erreur est survenue dans la gestion de la voie VNIR : le centre des pixels VNIR est espacé de manière similaire à ceux des voies SWIR et LWIR, mais la largeur des pixels au sol est 4 fois plus importante que pour les deux autres voies. Ceci rend la comparaison entre le détecteur VNIR et les deux autres détecteurs délicate lorsque les régions observées sont inhomogènes à l'échelle du pixel.

### III.1.1.c Format des données

Les données OMEGA sont des cubes photométriques possédant deux dimensions spatiales et une dimension spectrale. Les différentes longueurs d'onde sont réparties sur 352 canaux. La largeur de l'image varie entre 16, 32, 64 et 128 pixels (voir section précédente). La longueur de l'image varie entre 300 et 200000 pixels. Cette longueur est déterminée par le passage d'une largeur d'observation à une autre, en fonction de l'altitude de la sonde. Chaque orbite de Mars Express correspond ainsi à différents cubes (jusqu'à 9).

A chaque cube de données photométriques correspond un cube de données géographiques. Ce cube contient les coordonnées du pixel, les angles photométriques (Figure III-1), l'altitude de la sonde, et l'altitude du point observé telle que déterminée par l'altimètre laser MOLA de la sonde Mars Global Surveyor [212].

La grandeur fournie par les cubes photométriques est la radiance (puissance lumineuse reçue en provenance d'une direction donnée par unité d'aire et d'angle solide). Cette radiance est obtenue après application de la fonction de transfert instrumentale, déterminée lors de l'étalonnage, aux données numériques fournies par les détecteurs (« DN », pour *digital numbers*). Cette radiance, en provenance de la planète Mars, varie selon les propriétés de l'objet, ainsi que selon les conditions d'éclairement. Au-delà de 3  $\mu\text{m}$  la radiance mesurée est composée de la lumière diffusée par la planète et d'une contribution thermique. Cette partie du spectre OMEGA a été notamment analysée et calibrée en détail par Denis Jouglet dans le cadre de ses travaux de thèse ([115], [116]). En dessous de 3  $\mu\text{m}$ , la lumière que l'on reçoit a été diffusée uniquement. Pour obtenir le spectre en réflectance – grandeur ne dépendant au premier ordre que de l'objet étudié, et non des conditions d'éclairement et d'observation – il

faut diviser la radiance par le flux incident, c'est-à-dire par le produit du flux solaire et du cosinus de l'angle d'incidence solaire. La radiance que l'on mesure en observant Mars provient à la fois de la surface et des particules présentes dans l'atmosphère. Lorsque la surface est plane, la surface et l'atmosphère sont parallèles. Un seul angle d'incidence entre alors en jeu : l'angle d'incidence global (Figure III-1). Lorsque l'instrument observe une pente locale, la situation devient complexe : l'angle intervenant dans la composante atmosphère est toujours l'incidence globale, alors que la composante surfacique dépend de l'angle local pour le flux solaire incident et de l'angle global pour les photons diffusés par l'atmosphère vers la surface (Figure III-1).

Par la suite nous allons nous concentrer sur les observations où les pentes locales sont négligeables. Les données que nous présenteront seront donc calibrées en « facteur de réflectance », correspondant à la radiance divisée par le flux solaire et par le cosinus de l'angle d'incidence global («  $I/(F \cos(i))$  »).

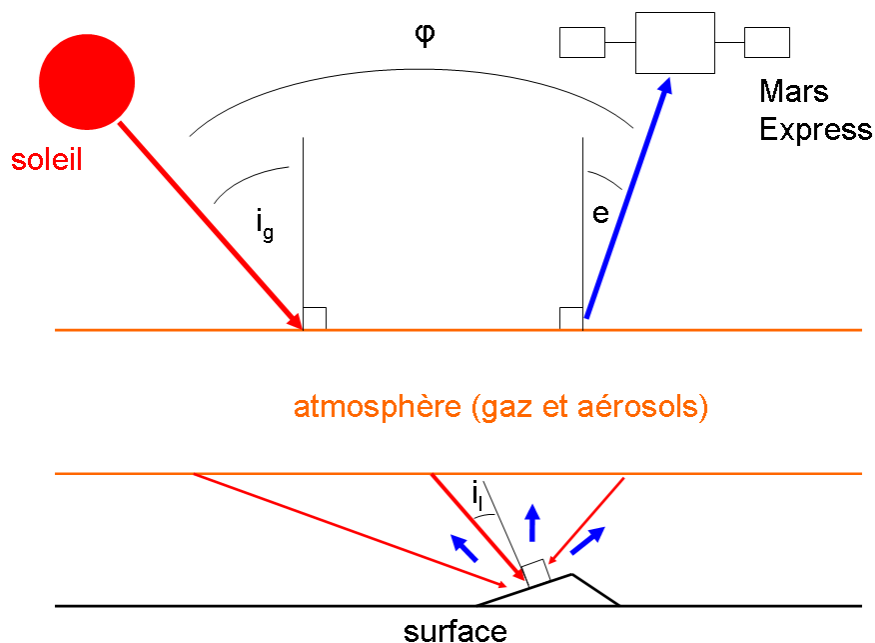


Figure III-1 : Angles associées à une observation OMEGA. L'éclairement du soleil est défini par l'angle d'incidence global ( $i_g$ ) entre la direction des photons incidents et la normale au géoïde de référence et l'angle d'incidence local ( $i_l$ ) entre la direction incidente et la normale à la pente locale en surface. L'angle d'émergence ( $e$ ) est l'angle entre la normale au géoïde et la direction de visée de l'instrument. L'angle de phase est l'angle entre la direction du soleil et la direction d'observation.

#### III.1.1.d Modes d'observations

Le mode d'observation nominal d'OMEGA est la visée nadir : l'instrument pointe l'élément de surface à sa verticale. L'angle d'émergence est nul au centre de la trace et s'écarte légèrement de zéro ( $\pm 10^\circ$ ) lorsque l'on s'approche des bords. Lorsque l'altitude de la sonde est très élevée ( $>4500$  km), un mode d'observation spécifique de la surface est implémenté :



la dérive trois axes [134]. La surface est alors observée avec des angles d'émergence allant jusqu'à 40°. Deux autres modes d'observation, plus spécifiquement dédiés à l'étude de l'atmosphère, sont aussi implémentés sur OMEGA : les observations de l'atmosphère au dessus du limbe de la planète (angle d'émergence égal à 90°) et les observations d'un élément de surface donné avec tout une gamme d'angle d'émergence (généralement nommé mode « EPF », pour *Emission Phase Function*). Ce dernier mode d'observation se déroule de la façon suivante : Mars Express observe un élément de surface en amont de sa trajectoire avec une émergence élevée (80°), diminue l'émergence à mesure de son avancée sur sa trajectoire puis augmente à nouveau l'émergence une fois l'élément de surface visé passé au voisinage de sa verticale.

### III.1.1.e Evolution temporelle et problèmes instrumentaux

L'orbite elliptique de Mars Express n'est pas fixe. La latitude du périastre évolue avec une période d'une année Martienne (687 jours) pour que toutes les latitudes puissent être observées aux différentes résolutions spatiales de l'instrument. Le plan de l'orbite de Mars Express tourne en résonance légèrement décalée avec la rotation martienne pour permettre l'observation de toutes les longitudes. En tout début de mission, une résonance 13 : 4 a été adoptée : le satellite parcourt 13 orbites pendant 4 jours martiens, la 14<sup>ème</sup> orbite observant une longitude proche de la première orbite. Après les 100 premières orbites (février 2004) une résonance 11 : 3 a été implémentée et maintenue jusqu'en mars 2007. Entre avril 2007 et septembre 2009, la résonance vaut 18 : 5, puis 7 : 2 à partir d'octobre 2009.

Certaines caractéristiques de l'instrument se sont dégradées au cours du temps. A mesure de l'avancement de la mission, plusieurs pixels des capteurs CCD associés à des canaux spectraux fixés ont cessé de fonctionner correctement, notamment après avoir été frappé par des rayons cosmiques. Ces pixels peuvent être « mort » (valeur fournie toujours égale à zéro) ou « chaud » (valeur fournie toujours élevée). Environ 9 canaux spectraux sont perdus chaque année (2,5 %). La voie LWIR a une réponse variable dans le temps : les orbites comprises entre 98 et 511, puis entre 939 et 1221 ont une réponse identique à celle mesurée durant la calibration au sol. En dehors de ces orbites, la réponse de la voie L varie : la radiance fournie par la voie LWIR est une limite inférieure de la radiance réelle. L'origine de ce problème n'ayant pas été déterminée clairement, une méthode empirique a été mise au point alors que cette thèse prenait fin pour établir une fonction de calibration adaptée à chaque orbite [116].

## III.1.2. Analyse des données

### III.1.2.a Rééchantillonnage et alignement

La position au sol des pixels observés par OMEGA n'est pas connue avec précision : le décalage maximum est d'environ 3 pixels. Il y a également un décalage de cet ordre entre les différents détecteurs de l'instrument. Si l'on souhaite comparer plusieurs observations d'une même zone à différentes périodes, il faut s'assurer de leur alignement. La résolution spatiale des observations OMEGA variant selon l'altitude de la sonde, il est nécessaire de

rééchantillonner les images pour pouvoir les aligner entre elle par corrélation. Les équations donnant la valeur d'un pixel de la nouvelle grille en fonction des pixels de l'image d'origine par interpolation bilinéaire sont indiquées ci-dessous. Les notations correspondantes sont illustrées sur la Figure III-2.

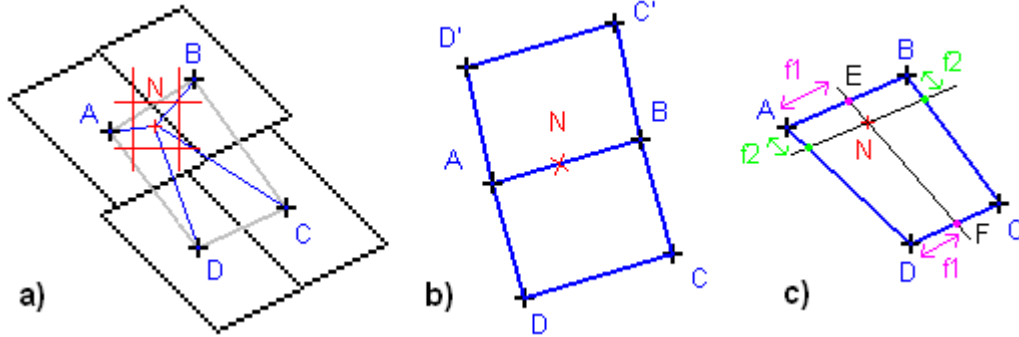


Figure III-2 : a) La valeur du nouveau pixel – en rouge, centré sur le point N – est obtenue à partir de la valeur des 4 pixels d'origine l'entourant – en noirs, centrés sur A, B, C et D. b) La formule donnant la valeur du nouveau pixel doit fournir le même résultat que l'on considère le point rouge N dans le quadrilatère ABCD ou dans ABC'D'. c) Définitions des fractions  $f_1$  et  $f_2$  utilisées pour l'interpolation bilinéaire.

Le spectre au point N de la nouvelle grille en fonction des 4 pixels de l'observation (centré sur A, B, C et D) entourant ce point est donné par :

$$spec(N) = (1-f_2) \times ((1-f_1) \times spec(A) + f_1 \times spec(B)) + f_2 \times ((1-f_1) \times spec(D) + f_1 \times spec(C))$$

Les fractions  $f_1$  et  $f_2$  étant définies par le système à deux équations suivant :

$$\begin{cases} (xN - xA) = f_1(xB - xA) + f_2(xD - xA) + f_1f_2(xA - xB + xC - xD) \\ (yN - yA) = f_1(yB - yA) + f_2(yD - yA) + f_1f_2(yA - yB + yC - yD) \end{cases}$$

Une fois rééchantillonnées, les différentes traces OMEGA d'une même zone peuvent être alignées les une par rapport aux autres, par exemple en cherchant le coefficient de corrélation maximum entre les différentes images à une longueur d'onde donnée. Les différentes voies peuvent également être alignées, en comparant des longueurs d'onde du continuum, ou bien deux longueurs d'onde corrélées ou anti-corrélées (par exemple une longueur d'onde signant la présence de glace d'eau pour la voie SWIR – 1,5  $\mu\text{m}$  – et une longueur d'onde sensible au flux thermique pour la voie LWIR – 5  $\mu\text{m}$  –).

### III.1.2.b Correction des absorptions par les gaz de l'atmosphère

Le dioxyde de carbone et l'eau présents sous forme gazeuse dans l'atmosphère martienne absorbent une partie du rayonnement proche infrarouge traversant l'atmosphère (Figure III-3). Les absorptions les plus prononcées sont situées autour de 2  $\mu\text{m}$ , 2,7  $\mu\text{m}$  et 4,3  $\mu\text{m}$  et sont dues au  $\text{CO}_2$ . Lorsque l'on analyse la surface de Mars, ou ses aérosols, il peut être utile de retirer des observations ces absorptions atmosphériques.

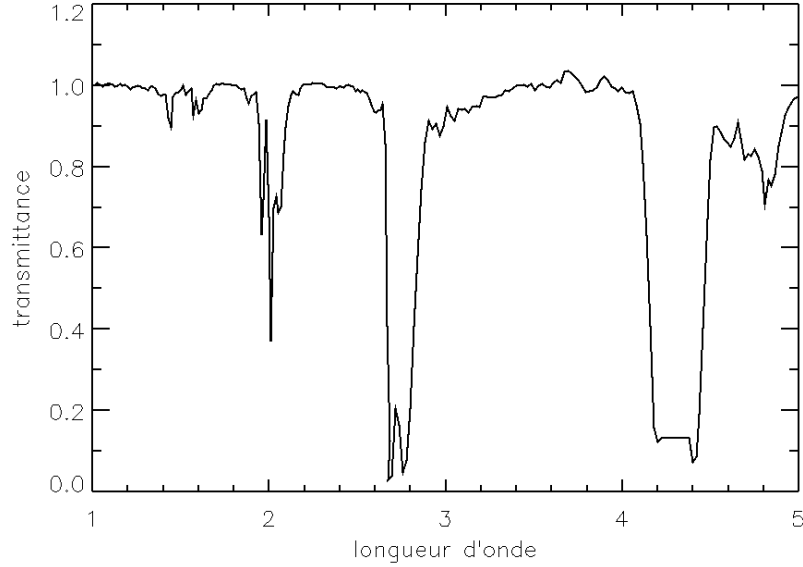


Figure III-3 : Spectre typique des absorptions gazeuses de l'atmosphère martienne. Ce spectre est le rapport entre deux observations obtenues à la base et au sommet d'Olympus Mons (différence d'altitude de 20 kilomètres). L'absorption large vers 3  $\mu\text{m}$  n'est pas due aux gaz de l'atmosphère mais à une différence d'hydratation de la surface et/ou des aérosols.

Soit  $I_0$  le flux incident,  $A$  l'albédo de surface,  $k$  le coefficient d'absorption atmosphérique et  $l$  l'étendue du trajet des photons dans l'atmosphère. La réflectance  $I/I_0$  vaut :

$$I/I_0 = A \exp(-kl)$$

$A$  s'obtient en divisant  $I/I_0$  par  $\exp(-kl)$ . En faisant le rapport entre deux observations de même albédo de surface mais d'altitude différente, on obtient un spectre en transmittance typique de l'atmosphère :  $\exp(-kL)$  (Figure III-3). La correction s'obtient alors en divisant  $I/I_0$  par  $(\exp(-kL))^{l/L}$ , c'est-à-dire en divisant la réflectance par le spectre d'atmosphère élevé à une puissance dépendant du trajet  $l$  des photons dans l'atmosphère. Déterminer théoriquement  $l$  n'est pas aisé car  $l$  dépend du trajet géométrique (qui peut être modifié par les aérosols) et de la densité du gaz (pression). Une approche empirique pour déterminer cette puissance consiste à mesurer la profondeur de la bande de  $\text{CO}_2$  à 2  $\mu\text{m}$  : la puissance correspondant à une observation donnée est celle qui permet de supprimer cette bande.

Ce raisonnement est valable à deux conditions : qu'il existe un coefficient  $k$ , pour chaque longueur d'onde, fixe dans le temps, et que les absorptions atmosphériques ne soient pas saturées. Ces deux conditions ne sont pas remplies sur Mars. D'une part, le coefficient  $k$  varie dans le temps car le rapport de volume entre la vapeur d'eau et le dioxyde de carbone change selon la saison et la latitude [58] et selon l'altitude des couches traversée [219] qui peut varier du fait de la diffusion par les aérosols. D'autre part, certaines absorptions atmosphériques sont saturées, notamment les absorptions fines qui composent les bandes non saturées à la résolution spectrale d'OMEGA (par exemple autour de 2  $\mu\text{m}$ , [154]). Cette méthode donne cependant des résultats similaires à ceux de méthodes plus évoluées reposant sur la modélisation du transfert radiatif [154], tout en étant très rapide. Elle sera donc utilisée par la suite pour retirer des observations les absorptions atmosphériques. Lorsque de la glace est présente en surface, l'estimation de la puissance est plus complexe [134].

## III.2. Méthode

### III.2.1. Les observations à différentes incidences solaires

Mars est inclinée par rapport au plan de l'écliptique d'un angle de  $25^\circ$ . Au solstice d'été, les latitudes  $l$  supérieures à  $65^\circ$  sont donc éclairées avec un angle d'incidence solaire inclus dans l'intervalle  $[l - 25^\circ, 155^\circ - l]$ . L'orbite polaire de Mars Express permet alors d'observer successivement une latitude donnée, supérieure à  $65^\circ$ , avec deux angles d'incidence solaire différents (Figure III-4). La précession de l'orbite de Mars Express a une quasi-périodicité de 11 orbites pendant lesquelles se déroulent trois journées martiennes (cette résonance évolue dans le temps, voir section III.1.1.e). En combinant la rotation de la planète sur elle-même et la précession de l'orbite de Mars Express, il est possible d'obtenir deux observations d'une même zone avec deux incidences solaires significativement différentes présentant un écart temporel compris entre 1/3 de jour et 2 jours. Sur une gamme de temps aussi courte les propriétés de la surface et des aérosols pourront fréquemment être considérées constantes.

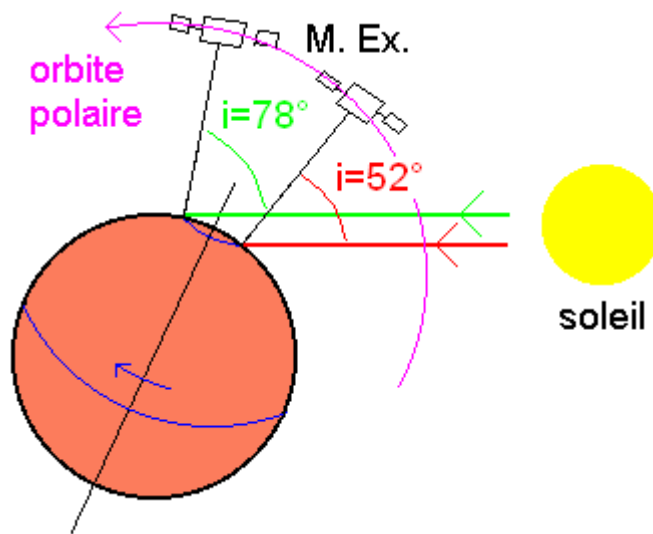


Figure III-4 : L'orbite polaire de Mars Express (en rose) permet d'observer une même latitude (cercles bleus) avec deux angles d'incidence solaire différents (en rouge et vert) sur la même orbite. L'inclinaison de Mars par rapport au plan de l'écliptique est de  $25^\circ$ . Au solstice d'été une région située à  $77^\circ$  de latitude est éclairée avec un angle d'incidence solaire variant entre  $52^\circ$  et  $78^\circ$  au cours de la rotation journalière de la planète (flèche bleue).

Le trajet des photons dans la couche d'aérosols est directement relié à l'angle d'incidence solaire (Figure III-5). Comme nous l'avons vu au chapitre II, le comportement d'une couche d'aérosols où le nombre d'interaction multiple est modéré est très éloigné d'une loi de Lambert. La surface martienne en revanche peut être approchée raisonnablement par une loi de Lambert lorsque l'incidence solaire varie (Chapitre II). Observer deux fois la même surface recouverte par la même couche d'aérosols avec deux incidences solaires différentes

permet donc d'obtenir deux observations où la contribution de la surface est identique alors que la contribution des aérosols varie.

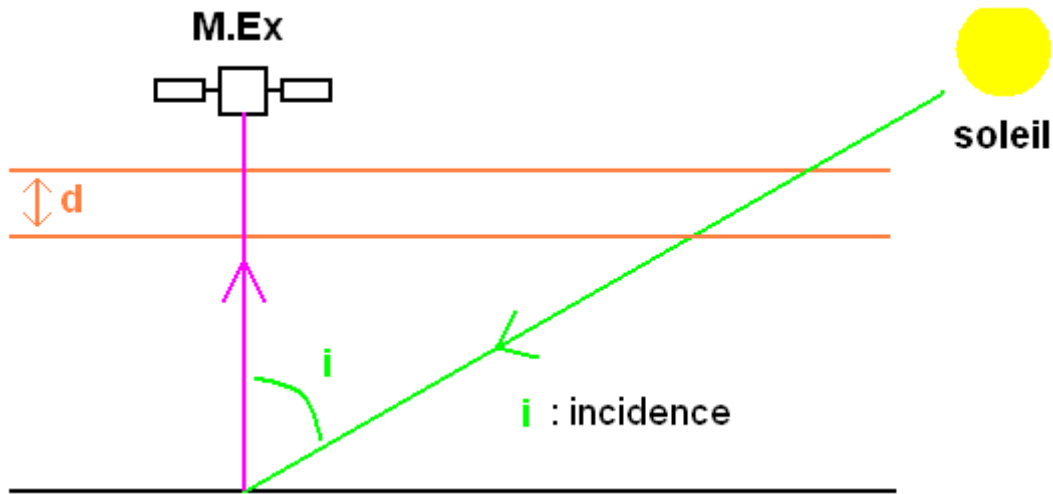


Figure III-5 : trajectoire directe des photons (en vert puis rose) dans la couche d'aérosols (orange). Le trajet des photons solaires avant interaction avec la surface vaut  $d / \cos(i)$ . Il varie très fortement sur les gammes d'angles d'incidence considérées ici : il y a un facteur 3 entre le trajet à  $i=52^\circ$  et le trajet à  $i=78^\circ$  (voir Figure III-4).

### III.2.2. Obtention du spectre de surface et de la profondeur optique

En se plaçant dans le cadre des hypothèses présentées au chapitre II, le problème que l'on considère ici présente deux inconnues à chaque longueur d'onde. Une première grandeur caractérise la surface : il s'agit de l'albédo de Lambert, noté  $A_L(\lambda)$ . Une deuxième grandeur caractérise les aérosols : il s'agit de la profondeur optique  $\tau(\lambda)$ . Nous avons construit au chapitre II des tables donnant le facteur de réflectance apparent  $RF$  en fonction des angles photométriques, de l'albédo de surface et de la profondeur optique. A chaque observation (angles photométrique donnés) correspond alors une fonction à deux inconnues  $RF(A_L, \tau)$ . Cette fonction est monotone croissante selon l'albédo, monotone croissante selon  $\tau$  pour les terrains sombres, et monotone décroissante selon  $\tau$  pour les terrains clairs (l'albédo correspondant au changement de pente, voisin de 0,3, dépend des angles photométriques). Il est donc possible d'inverser la fonction  $RF(A_L, \tau)$  pour obtenir la fonction réciproque  $A_L(RF, \tau)$ . Deux observations du facteur de réflectance à deux incidences solaires différentes fournissent deux fonctions de la variable  $\tau$   $A_L(RF, \tau)$  vérifiées par notre système. L'unique point d'intersection de ces deux fonctions correspond alors au couple de solution  $\{A_L, \tau\}$  recherché (Figure III-6). Répétée pour chaque longueur d'onde, cette procédure fournit le spectre de profondeur optique et le spectre d'albédo de surface associée à nos deux observations.

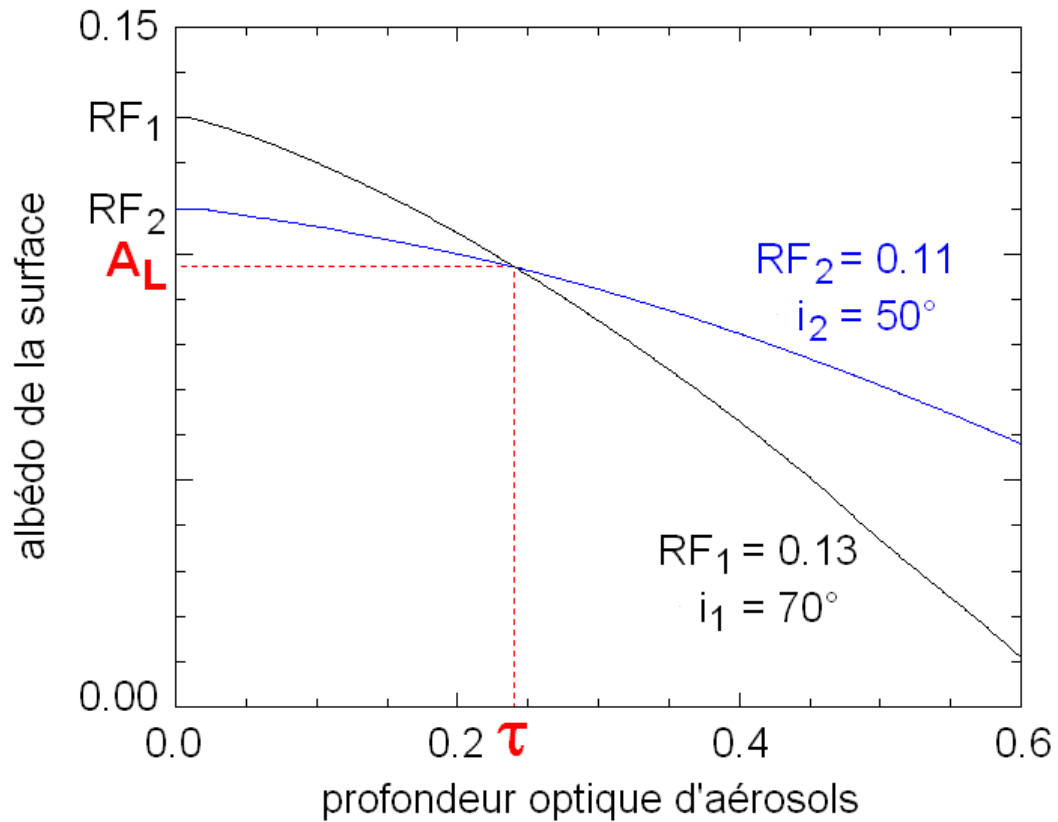


Figure III-6 : Détermination de la profondeur optique  $\tau$  et de l'albédo de surface  $A_L$  à partir de deux observations du facteur de réflectance  $RF_1$  et  $RF_2$  à deux incidences solaires différentes  $i_1$  et  $i_2$  (en noir et bleu). Une seule combinaison d'albédo de surface et de profondeur optique (en rouge) permet de reproduire les deux  $RF$  observés.

### III.3. Variations saisonnières à hautes latitudes nord

#### III.3.1. Région analysée - objectifs de l'étude

Nous présentons dans cette section l'analyse de la séquence temporelle d'observations obtenues autour du point de coordonnées  $77^{\circ}\text{N}$ ,  $90^{\circ}\text{E}$  au cours de l'été de l'hémisphère nord ( $L_s$   $90^{\circ}$  –  $160^{\circ}$ ) de l'année 2005 (Tableau 1). Cette région, située à l'extérieur de la calotte permanente Nord, est constituée d'un cratère d'environ 30 km de diamètre contenant de la glace d'eau, entouré de terrains non couverts de glace durant l'été (Figure III-7).



*Figure III-7 : Image visible de la calotte polaire permanente Nord obtenue par Viking. La région analysée dans ce chapitre est indiquée en rouge : elle est centrée sur un cratère contenant de la glace d'eau de coordonnées  $77^{\circ}\text{N}$ ,  $90^{\circ}\text{E}$ .*

Une première analyse des données OMEGA relatives aux régions polaires nord a été réalisée par Y. Langevin et ses collaborateurs en 2005 [131]. L'évolution apparente du spectre de glace au début de l'été sur la plupart des régions de la calotte a été attribuée au départ du givre saisonnier de glace d'eau et à la diminution de la contamination en poussière de la glace. Deux études des variations saisonnières de l'albédo visible du cratère situé à  $77^{\circ}$ ,  $90^{\circ}\text{E}$  ont été réalisées à ce jour : une première à partir des données Mariner et Viking [8] et une seconde à partir de données MOC, plus récentes [97]. Les conclusions présentées dans ces deux études sont différentes de celles déduites des données OMEGA. L'albédo du cratère contenant de la glace et de certaines zones autour du cratère augmente au cours de l'été dans les données Mariner et Viking. Cette augmentation est due d'après D. Bass et ses collaborateurs à l'apparition d'un dépôt de givre sur les zones couvertes de glace et sur certaines régions non couvertes de glace au voisinage du cratère [8]. Les variations d'albédo observées sur les

données MOC sont plus faibles [97]. Les auteurs de cette seconde étude concluent que la couverture en glace de la zone reste environ constante durant l'été, et que de la poussière se dépose en surface à partir du milieu de l'été.

L'analyse qui suit porte d'une part sur l'origine des divergences entre les précédentes études (condensation ou sublimation du givre), et d'autre part sur la cause – surface ou aérosols – des variations apparentes de contamination en poussière.



Figure III-8 : image du cratère situé à 90°E, 77°N obtenue le 23 novembre 2006 ( $L_S$  139°, milieu de l'été) par la caméra visible HRSC embarquée sur Mars Express.

Tableau 1 : Observations OMEGA utilisées dans cette étude

	Numéro de cube	$L_S$	incidence	émergence	Phase	altitude	Heure locale	Date de l'observation
1	0907_1	95,9°	54-57°	5-8°	59-63°	3200km	14H	03/10/2004
2	0940_2	100,1°	54-57°	3-8°	58-62°	2700km	14H	12/10/2004
3	0962_2	102,8°	54-57°	3-7°	58-62°	2500km	14H	19/10/2004
4	0973_2	104,2°	54-57°	2-7°	57-62°	2300km	14H	22/10/2004
5	1001_1	107,8°	68-71°	0-5°	70-73°	2600km	5H	30/10/2004
6	1012_1	109,2°	68-71°	0-5°	71-74°	3500km	5H	02/11/2004
7	1017_3	109,8°	54-57°	0-6°	57-61°	1900km	14H	03/11/2004
8	1023_1	110,6°	69-72°	1-6°	72-75°	3300km	5H	05/11/2004
9	1034_1	112,0°	69-72°	1-6°	72-75°	3200km	5H	08/11/2004
10	1050_3	114,0°	55-58°	0-5°	56-60°	1600km	14H	12/11/2004
11	1056_2	114,8°	70-73°	2-7°	74-77°	2900km	5H	14/11/2004
12	1072_3	116,9°	55-58°	0-5°	55-60°	1500km	14H	18/11/2004
13	1083_3	118,3°	55-58°	0-5°	55-60°	1400km	14H	21/11/2004
14	1085_2	118,6°	77-80°	2-11°	71-74°	2600km	3H	22/11/2004
15	1420_0	165,4°	71-73°	0-3°	72-74°	340km	10H	24/02/2005



### III.3.2. Variations saisonnière de l'albédo et de la couverture en glace

Les variations temporelles d'albédo détectées en imagerie visible, notamment par Viking dans le filtre rouge, peuvent être comparées aux variations de réflectance observées avec OMEGA au début du proche infrarouge ( $1,08\ \mu\text{m}$ ), dans le continuum des spectres de surface. OMEGA, en 2005, et Viking, en 1978, ont observé une évolution similaire de l'albédo au début de l'été dans la région du cratère (Figure III-9). L'intérieur du cratère (région A sur la figure), déjà nettement plus brillant au début de l'été que les terrains l'entourant, s'éclaircit au court du temps. La région B, à l'est du cratère, s'éclaircit également mais a initialement un albédo similaire à celui des terrains clairs avoisinant. Cette évolution a été interprétée par D. Bass et ses collaborateurs [8] par une augmentation de l'étendue des zones recouvertes de glace : un dépôt de givre apparaît à la fois sur les zones préalablement recouvertes de glace (région A) et sur d'autres régions initialement sans glace (région B).

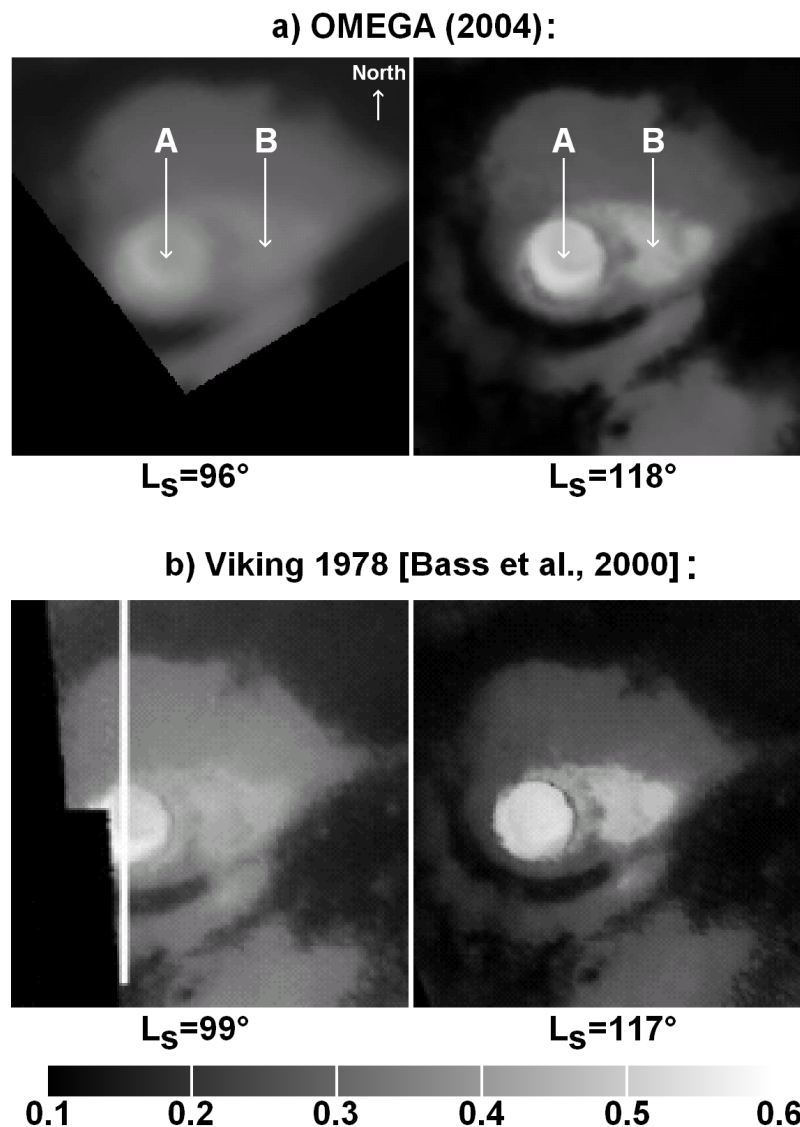


Figure III-9 : Image d'un cratère rempli de glace à  $77^\circ\text{N}$ ,  $90^\circ\text{E}$ . Le diamètre du cratère est d'environ 30 km. (a) Facteur de réflectance observé par OMEGA à  $1,085\ \mu\text{m}$  (continuum).

L'échelle de gris correspondant à ces observations est indiquée en bas de l'image. Ces images ont été rééchantillonnées et alignées selon la méthode décrite en section III.1.2.a. (b) Réflectance observée par Viking en 1978 dans le filtre rouge [8]. L'évolution de l'albédo observée par OMEGA dans cette région est similaire à celle observée par Viking en 1978. Les régions A (77,09°N, 89,11°E, à l'intérieur du cratère) et B (77,15°N, 91,52°E, dépôt brillant extérieur au cratère) sont plus brillantes à  $L_s$  118° qu'à  $L_s$  96° – 99°, alors que la réflectance des régions sombres alentour diminue.

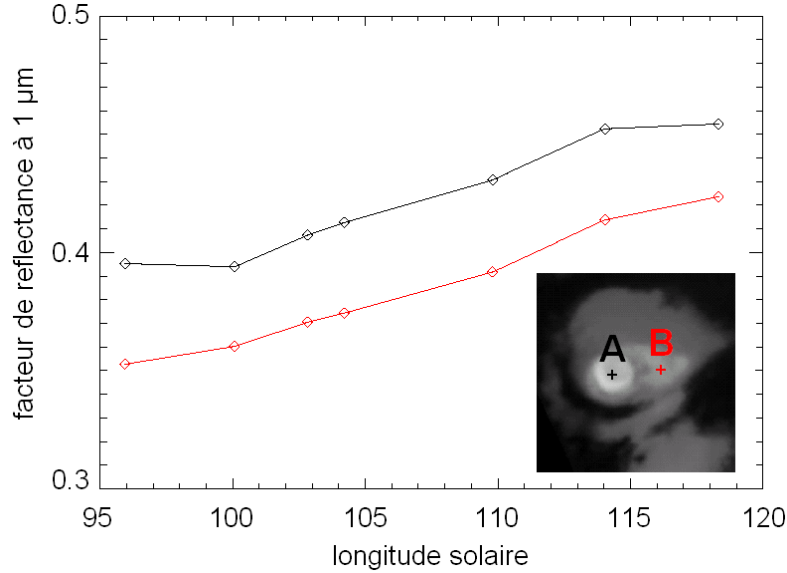


Figure III-10 : Evolution temporelle de l'albédo (RF à 1,08μm) des régions A (noir) et B (rouge) de la Figure III-9. La géométrie d'observation est fixe : pointage nadir et incidence solaire de 56°.

L'albédo de la glace d'eau peut cependant être similaire à celui de la poussière si la glace est contaminée, même faiblement, par de la poussière [121]. La réflectance dans le continuum doit par conséquent être utilisée avec précaution lorsque l'on souhaite déterminer la présence ou l'absence de glace en surface. Les signatures spectrales de la glace d'eau dans le proche infrarouge permettent de détecter sa présence en surface même en cas de forte contamination en poussière [131]. Pour évaluer la présence de glace au sein d'un pixel, nous déterminons si une bande d'absorption caractéristique de la glace, à 1,5 μm, est détectée dans le spectre correspondant à ce pixel. Nous utilisons pour cela le rapport entre la réflectance au fond de la bande (estimé par deux spectels OMEGA à 1,50 μm et 1,51 μm) et la réflectance dans le continuum (estimé entre 1,30 μm et 1,71 μm pour tenir compte de la pente spectrale de la glace d'eau) :

$$\frac{R(1.51\mu m) \times R(1.50\mu m)}{R(1.30\mu m) \times R(1.71\mu m)}$$

Les cartes représentant ce critère sont reproduites sur la Figure III-11. Les variations d'albédo au début de l'été s'accompagnent de variations de la profondeur de la bande à 1,5 μm sans variation de l'étendue des zones couvertes de glace. De la glace d'eau est déjà présente sur la région B au début de l'été, malgré le faible albédo – 0,35 – similaire aux terrains clairs sans glace du voisinage.

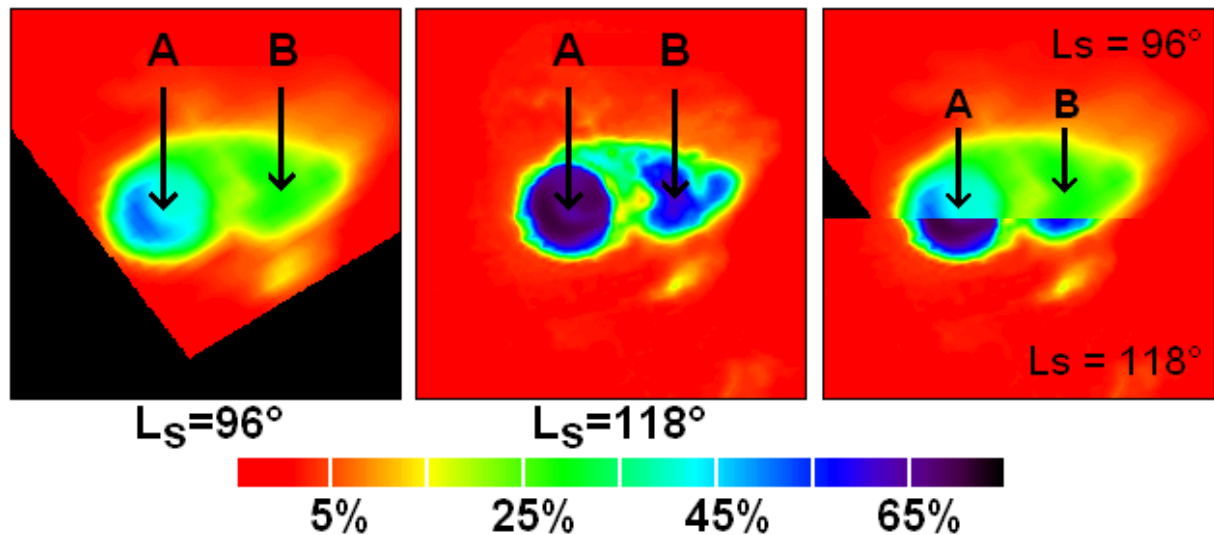


Figure III-11 : Cartes de la profondeur de la bande de la glace d'eau à  $1,5 \mu\text{m}$  (rouge : pas de glace). Gauche :  $L_s = 96^\circ$  (début de l'été) ; milieu :  $L_s = 118^\circ$  ; droite : image composée d'une moitié de chacune des images précédentes : les frontières de la zone de glace sont stables durant cette période ; les principales différences sont dues à la différence de résolution spatiale entre les deux images et à une augmentation de la profondeur de la bande au cours du temps.

Une trace à haute résolution a été acquise par OMEGA à la fin de l'été ( $L_s 165^\circ$ ). Superposée aux observations antérieures, cette trace indique que les frontières des zones recouvertes par de la glace d'eau sont stables tout le long de l'été (Figure III-12).

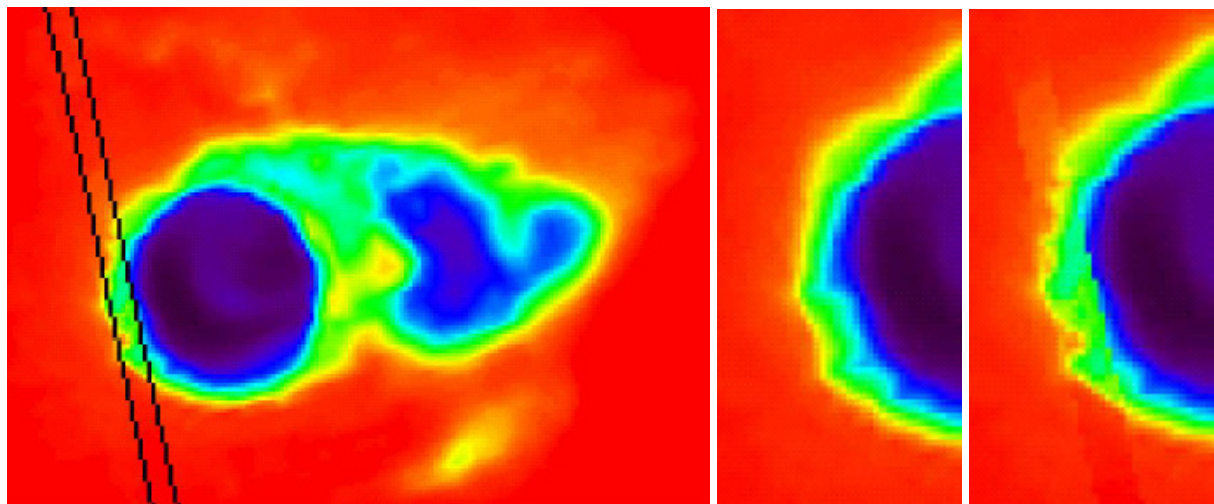


Figure III-12 : Une fine trace à haute résolution obtenue à  $L_s 165^\circ$  est superposée à une image obtenue à  $L_s 118^\circ$  (gauche). Milieu : zoom sur l'image à  $L_s 118^\circ$ . Droite : zoom sur la trace à  $L_s 165^\circ$  superposée à l'image obtenue à  $L_s 118^\circ$ . Les frontières sont parfaitement stables ; les légères variations sont dues à la différence de résolution entre les deux observations.

Les observations OMEGA démontrent que l'étendue des zones de glace est stable au cours du temps : l'augmentation de l'albédo de la région B n'est pas due à un dépôt de givre sur un terrain préalablement sans glace. On peut voir sur les observations de la Figure III-9 que

l'albédo des terrains sombres diminue parallèlement à l'augmentation de l'albédo de terrains clairs. Un tel comportement sera observé si la quantité d'aérosols présente au dessus de la surface diminue (voir chapitre II). Pour attribuer à la surface ou aux aérosols les variations observées, une étude précise de l'influence des aérosols est nécessaire. Nous allons développer ce point dans les sections suivantes.

### III.3.3. Utilisation des observations à différentes incidences

Les observations disponibles pour la région du cratère sont indiquées sur le Tableau 1. Trois jeux d'observations temporellement proches avec des différences d'incidence solaire significatives sont disponibles : au voisinage de  $L_S$   $110^\circ$  (#6 :  $i = 69^\circ$  ; #7 :  $i = 57^\circ$  ; #8 :  $i = 69^\circ$ ), de  $L_S$   $114^\circ$  (#10 :  $i = 56^\circ$  ; #11 :  $i = 71^\circ$ ) et de  $L_S$   $118^\circ$  (#13 :  $i = 56^\circ$  ; #14 :  $i = 78^\circ$ ). Nous allons dans un premier temps analyser les observations de terrains sombres, car la contribution des aérosols à ces observations est importante.

Trois observations consécutives sont obtenues au voisinage de  $L_S$   $110^\circ$  : une première avec une incidence de  $57^\circ$ , entourée de deux autres obtenues avec une incidence de  $69^\circ$ . Les deux observations à  $i = 69^\circ$  sont séparées de  $1,4^\circ$  de  $L_S$ , soit environ 3 jours. Ces deux observations sont similaires, ce qui démontre que la quantité d'aérosols est stable durant la réalisation de ces trois observations (Figure III-13). Nous pouvons donc utiliser la méthode décrite en section III.1 : nous possédons deux observations avec deux angles d'incidence solaire significativement différents du même système {surface – atmosphère}, à partir desquelles nous pouvons récupérer l'unique couple de solution  $\{A_L(\lambda), \tau(\lambda)\}$  correspondant au spectre d'albédo de surface (représenté sur la Figure III-13) et au spectre de profondeur optique d'aérosols (Figure III-14).

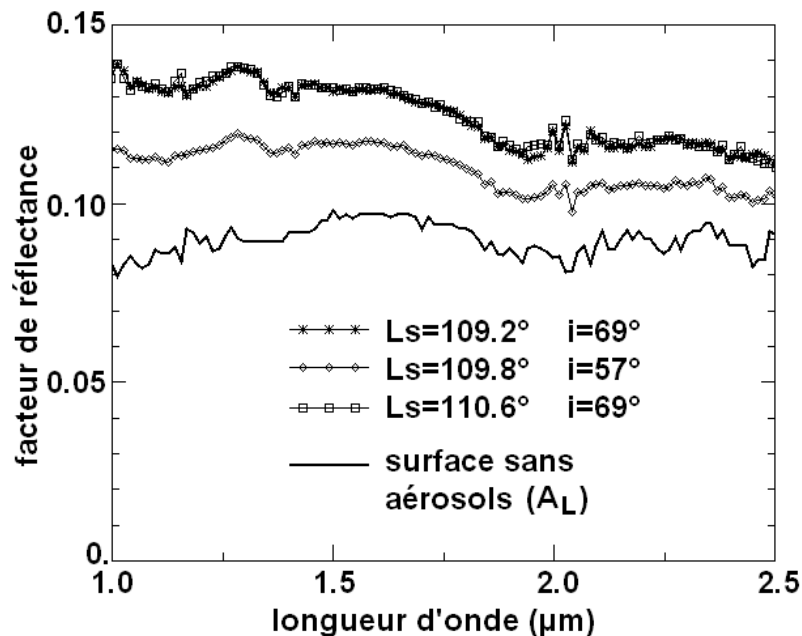


Figure III-13 : Observations consécutives d'une région sombre au voisinage du cratère. Les deux spectres au sommet de l'image (carrés et étoiles) sont obtenus avec trois jours d'écart

( $L_s$  109,2° et  $L_s$  110,6°) et la même géométrie d'observations ( $i = 69^\circ$ ). Ils sont similaires, ce qui démontre que les propriétés des aérosols sont stables durant cette période. Le spectre obtenu entre ces deux observations (losanges,  $L_s$  109,8°) avec une incidence solaire plus faible ( $i = 57^\circ$ ) est sensiblement différent. Ces spectres sont utilisés pour déterminer l'albédo de la surface (ligne continue, en bas de l'image) et le spectre de profondeur optique d'aérosols (Figure III-14).

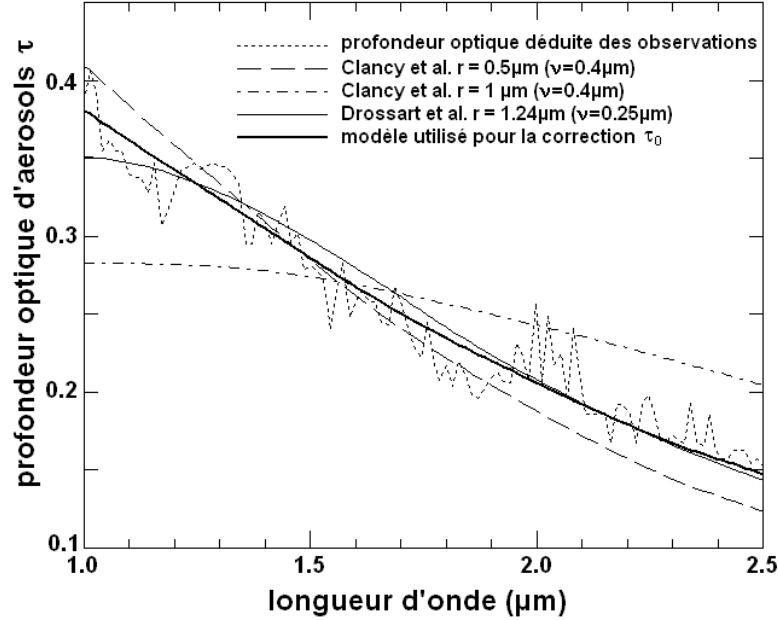


Figure III-14 : Profondeurs optiques des aérosols selon la longueur d'onde déduite du modèle à partir des observations de la Figure III-13 à  $L_s = 110^\circ$  (ligne pointillée :  $\tau(1\mu\text{m}) = 0,38$ ). Cette variation est comparée aux résultats de la théorie de Mie calculés par Clancy et al. (2003) pour un rayon effectif de la distribution en taille des aérosols de  $0,5\mu\text{m}$  et de  $1\mu\text{m}$  (la variance de la distribution est de  $0,4\mu\text{m}$ ), et au modèle de Drossart et al. (1991) pour des particules irrégulières avec un rayon effectif de  $1,25\mu\text{m}$  (variance de  $0,25\mu\text{m}$ ). Le modèle lisse de profondeur optique  $\tau_0$  utilisé par la suite (Figure III-15, Figure III-18, Figure III-19, Figure III-20, et Figure III-21) pour récupérer les spectres de surface est indiqué : il correspond à la combinaison linéaire des fonctions Mie de Clancy et al. (2003) qui s'ajuste le mieux aux observations.

La profondeur optique des aérosols obtenue est comparée sur la Figure III-14 aux modèles de Mie présentés sur la figure 13 de l'article publié en 2003 par T. Clancy et ses collaborateurs [41], ainsi qu'au modèle publié par P. Drossart en 1991 [56]. La profondeur optique d'aérosols obtenue est compatible avec la taille moyenne de particules de  $1,0 \pm 0,2\mu\text{m}$  obtenue dans l'hémisphère Nord de Mars à cette période à partir des données TES [41]. Les petites variations observées dans le spectre de réflectance sont amplifiées dans les spectres d'albédo et de profondeur optique modélisés. Ces variations correspondent au bruit de l'instrument et aux artefacts de la correction atmosphérique (par exemple autour de  $2\mu\text{m}$ ). Nous utiliserons par conséquent un modèle lisse de profondeur optique, noté  $\tau_0$ , correspondant à la combinaison linéaire de fonctions de Mie (extraites de la figure 13 de l'article Clancy et al., 2003, [41]) qui s'ajuste le mieux à la variation observée (Figure III-14).

Deux autres séries d'observations proches à différentes incidences ont été obtenues : autour de  $L_S$  114° et autour de  $L_S$  118°. Les spectres d'incidence 56° sont similaires à  $L_S$  114° (#10),  $L_S$  117° (#12) et  $L_S$  118° (#13). La couverture en poussière est donc stable durant toute cette période. Les couples d'observations consécutives obtenus à  $L_S$  114° et  $L_S$  118° peuvent par conséquent être combinés pour former un jeu de trois observations à différentes incidences (56°, 71° et 78° : observations #10, #11 et #14) du même système {surface – aérosols} correspondant à la période  $L_S$  114° – 118°. En supposant que la distribution en taille des aérosols reste inchangée entre  $L_S$  110° et  $L_S$  114° – 118°, nous pouvons utiliser la pente de profondeur optique  $\tau_0$  de la Figure III-14 et déterminer la quantité d'aérosols à  $L_S$  114 – 118° en cherchant la profondeur optique à une longueur d'onde qui minimise l'écart quadratique entre les 3 spectres de surface sans aérosols correspondant aux 3 angles d'incidence. Les résultats obtenus sont présentés sur la Figure III-15. Les trois spectres de surface ainsi modélisés sont remarquablement similaires, ce qui confirme que la pente des aérosols déduite des observations à  $L_S$  110° permet de modéliser de manière adéquate le comportement des aérosols à  $L_S$  114 – 118°. La profondeur optique obtenue (0,28) est inférieure à celle mesurée à  $L_S$  110° (0,38).

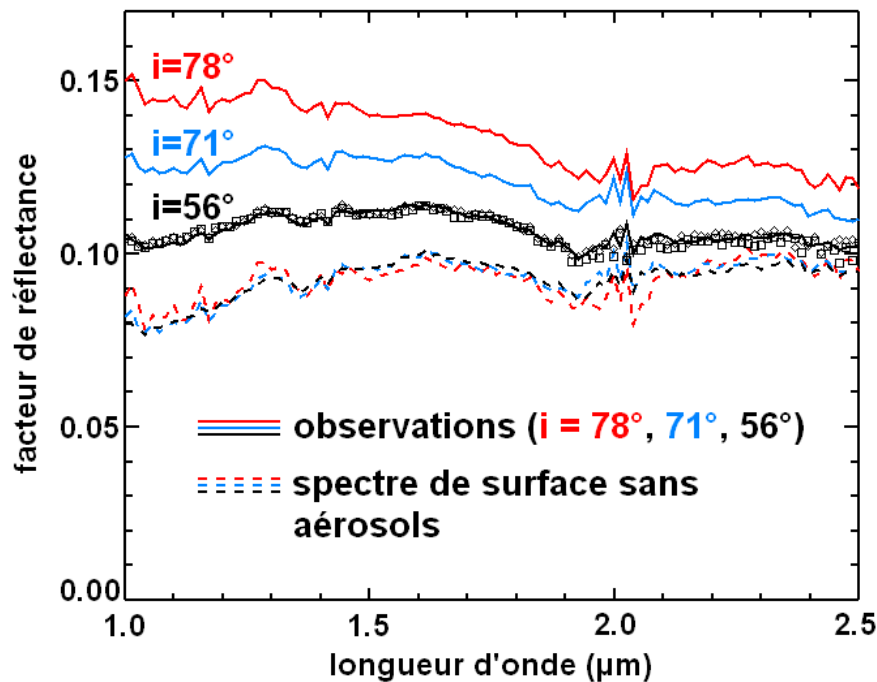


Figure III-15 : Observations d'un terrain sombre à  $L_S$  114°-118° avec différentes incidences solaires (trait plein : rouge,  $i = 78^\circ$  ; bleu,  $i = 71^\circ$  ; noir,  $i = 56^\circ$ ). La réflectance apparente des terrains sombres augmente avec l'angle d'incidence solaire en raison de l'augmentation de la lumière rétrodiffusée. Les observations obtenues avec une incidence de 56° à  $L_S$  114° (#10),  $L_S$  117° (#12) et  $L_S$  118° (#13) sont indiquées en noir (respectivement trait plein, carré et losange) : elles sont similaires, ce qui démontre que la profondeur optique d'aérosols est stable durant cette période. La minimisation de l'écart quadratique entre les spectres de surface (tirets) fournit une profondeur optique de  $0,28 \pm 0,05$  à  $1 \mu m$ . Les trois spectres de surface récupérés aux trois incidences différentes sont très proches.

Les aérosols augmentent la réflectance des terrains sombres et diminuent celle des terrains clairs (chapitre II). Le spectre de la glace couvre une gamme importante de facteurs de

réflectance : de moins de 0,03 dans les bandes d'absorption à plus de 0,50 dans le continuum. Les surfaces couvertes de glace permettent donc une mise à l'épreuve importante de notre approche. Les observations de spectres de glace à différentes incidences dans la région du cratère n'ont pas immédiatement donné des résultats conformes aux prédictions du modèle. La contribution des aérosols telle que nous la modélisons est en effet définie par rapport à l'incidence « globale », c'est-à-dire mesurée par rapport à la normale à la couche d'aérosols, alors que la contribution de la surface varie selon l'incidence locale (cf. III.1.1.c). Notre modèle plan parallèle permet donc uniquement l'analyse de surfaces horizontales. Les surfaces à l'intérieur du cratère présentent une inclinaison non négligeable allant jusqu'à  $8^\circ$  (Figure III-16). Combinées aux fortes incidences solaires utilisées (jusqu'à  $78^\circ$ ), ces pentes locales peuvent modifier le flux reçu en surface d'un facteur compris entre 0,3 et 1,6 selon l'orientation du soleil. Pour tester la validité de notre modélisation, il faut donc sélectionner un terrain couvert de glace ne présentant aucune pente locale significative. Ce terrain ne doit pas non plus se situer à une latitude trop élevée (supérieure à  $80^\circ\text{N}$  environ), car de la glace d'eau s'y condense chaque jour lorsque le soleil est bas au dessus de l'horizon et que la température s'abaisse sous le point de condensation de la glace ([124], [3], Figure III-17). Un dépôt de glace répondant à ces exigences est observé au voisinage du cratère à  $74,5^\circ\text{N}$ ,  $98^\circ\text{E}$  (Figure III-17) et a été sélectionné pour étudier l'effet des aérosols selon l'incidence sur un spectre de glace (Figure III-18). La profondeur optique obtenue par minimisation de l'écart entre les spectres de surface est de 0,25 à  $1\ \mu\text{m}$ , en accord avec celle déduite à la même période des trois observations du terrain sombre analysés sur la Figure III-15 ( $0,28 \pm 0,05$ ). Les spectres de surface obtenus sont remarquablement similaires, ce qui valide notre méthode de correction lorsque de fortes bandes d'absorption sont présentes.

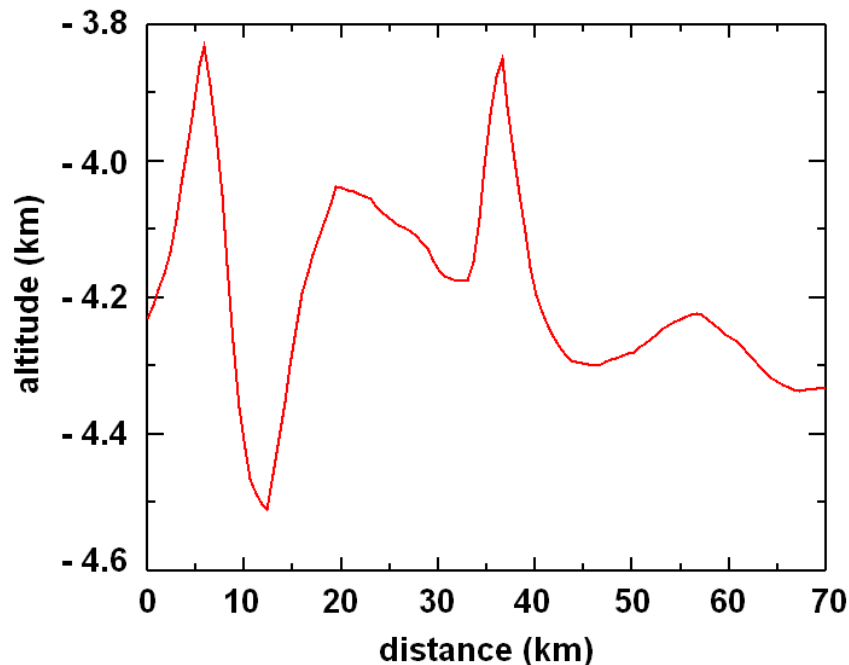


Figure III-16 : variation de l'altitude en fonction de la distance au sol. Ce profil correspond à une coupe réalisée d'ouest en est au niveau du centre du cratère. Des pentes allant jusqu'à  $8^\circ$  sont présentes au niveau du cratère. Le flux reçu par une surface de pente  $8^\circ$  varie entre 0,6 et 1,4 fois le flux reçu par une surface horizontale selon l'orientation de la pente par rapport au soleil pour une incidence de  $71^\circ$ , entre 0,3 et 1,6 fois pour une incidence de  $78^\circ$ .



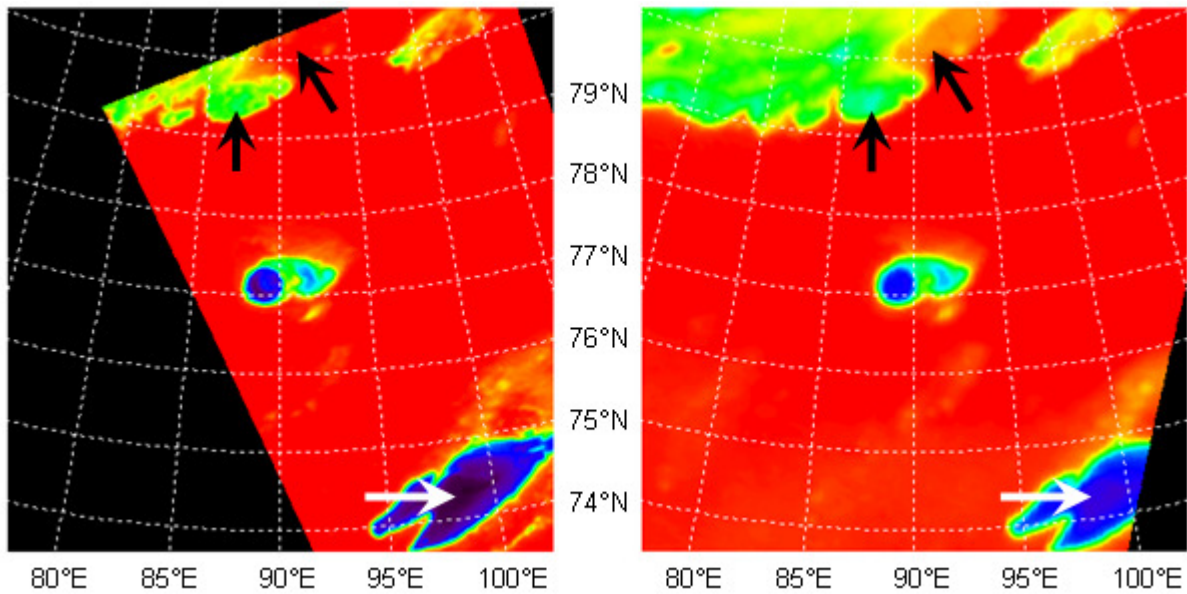


Figure III-17 : Carte de la glace d'eau (idem Figure III-11) pour les observations #7 ( $i \sim 55^\circ$ , à gauche) et #6 ( $i \sim 70^\circ$ , à droite). Les dépôts de glace situés au delà de  $79^\circ\text{N}$  présentent une signature de glace d'eau plus étendue et plus prononcée lorsque le soleil est bas sur l'horizon (flèches noires), car de la glace d'eau s'y condense. Cette évolution n'est pas observée plus au sud : la profondeur de bande au niveau du cratère et de la région indiquée par la flèche blanche diminue avec l'incidence conformément à ce que l'on attend de l'action des aérosols.

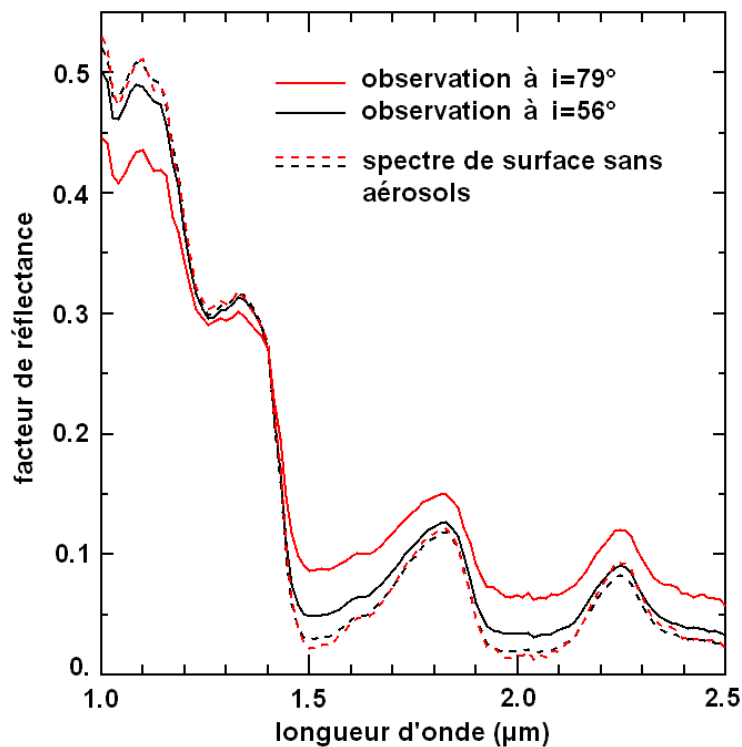


Figure III-18 : Deux observations (trait plein) d'un terrain couvert de glace à  $99,8^\circ\text{E}$ ,  $74,4^\circ\text{N}$  (flèche blanche sur la Figure III-17) obtenues avec deux incidences solaires différentes ( $79^\circ$  en rouge et  $56^\circ$  en noir) sont utilisées pour récupérer le spectre de la surface (pointillés). La minimisation de l'écart quadratique entre les deux spectres de surface sans aérosols fournit la profondeur optique d'aérosols :  $0,25$  à  $1 \mu\text{m}$ .



### III.3.4. Evolution temporelle

#### III.3.4.a Début de l'été ( $L_S$ 96° – 118°)

Nous avons remarqué lors de l'analyse des cartes d'albédo de la région du cratère (Figure III-9) que l'augmentation de la brillance des terrains couverts de glace s'accompagne d'un assombrissement des terrains d'albédo faible (section III.3.2). Cette diminution de la réflectance dans le temps, pour une incidence solaire constante de 56°, est observée simultanément sur tous les terrains sombres. Elle s'explique donc par une diminution de la quantité d'aérosols avec le temps, en accord avec les observations à différentes incidences qui donnent une profondeur optique de 0,38 à  $L_S$  110° et de 0,28 à  $L_S$  114° – 118°. L'évolution temporelle du spectre des terrains sombres est présentée sur la Figure III-19. A chaque longitude solaire, il est possible de récupérer un spectre de surface fortement similaire au spectre obtenu pendant la période  $L_S$  114° – 118° en ajustant un seul paramètre : la profondeur optique d'aérosols à 1  $\mu\text{m}$ . Nous utilisons pour cela les tables inversées  $A_L(RF, \tau)$  donnant l'albédo du sol en fonction de la réflectance et de la profondeur optique pour chaque incidence solaire (voir section III.2.2), et la pente de profondeur optique  $\tau_0$  représentée sur la Figure III-14. La profondeur optique ainsi obtenue varie d'un facteur 2,6 entre  $L_S$  96° ( $\tau = 0,73$ ) et  $L_S$  114° ( $\tau = 0,28$ ). Les incertitudes sur ces valeurs résultent principalement de l'incertitude sur la valeur de référence ( $\tau = 0,28$ ) utilisée pour obtenir le spectre de surface initial :  $\pm 0,05$ . Cette diminution est en accord avec les mesures réalisées à cette latitude à 9,3  $\mu\text{m}$  durant les années précédentes ([217] :  $\tau(9,3 \mu\text{m})$  décroît de 0,2 – 0,3 à  $L_S$  90° à 0,05 – 0,1 à  $L_S$  120°). La pente de profondeur optique déduite à  $L_S$  110° (Figure III-14) est compatible avec toutes les observations obtenues au début de l'été : aucun changement majeur de la distribution en taille des particules n'a donc accompagné la diminution de la quantité d'aérosols au début de l'été.

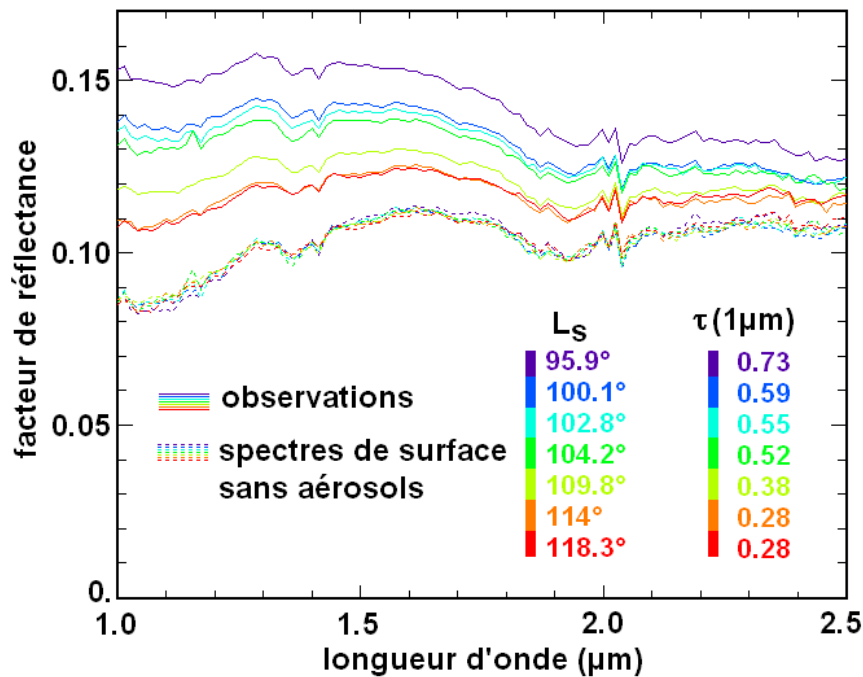


Figure III-19 : Evolution de la profondeur optique d'aérosols en fonction du temps. Sept observations des terrains sombres avec le même angle d'incidence (56°) montre une

décroissance régulière du facteur de réflectance avec la longitude solaire (trait plein). Le modèle donne des spectres de surface similaires en supposant que la profondeur optique d'aérosols décroît d'un facteur 2,6 entre  $L_s$   $96^\circ$  ( $\tau(1\ \mu\text{m}) = 0,73$ ) et  $L_s$   $118^\circ$  ( $\tau(1\ \mu\text{m}) = 0,28$ ).

L'évolution du spectre de la glace au niveau du cratère durant cette période est représentée sur la Figure III-20 pour une incidence solaire fixe ( $56^\circ$ ). En supposant que la profondeur optique que nous venons de modéliser au dessus des terrains sombres est la même au dessus du cratère, nous pouvons récupérer le spectre d'albédo correspondant à chaque observation. Nous avons sélectionné notre séquence temporelle au centre du cratère, dont le rayon est de 30 km, pour réduire au maximum la contribution des photons diffusés par les aérosols et provenant des terrains sans glace autour du cratère (voir Figure III-21). L'évolution du spectre de la glace au centre du cratère n'est pas qualitativement modifiée par la correction de l'effet des aérosols (Figure III-20). L'augmentation de l'albédo dans le continuum est en partie seulement due à la diminution de la quantité d'aérosols : l'albédo de la glace en surface augmente au cours du temps. Cette évolution s'accompagne d'une augmentation de la profondeur des bandes d'absorption, en particulier de celle à  $1,25\ \mu\text{m}$ .

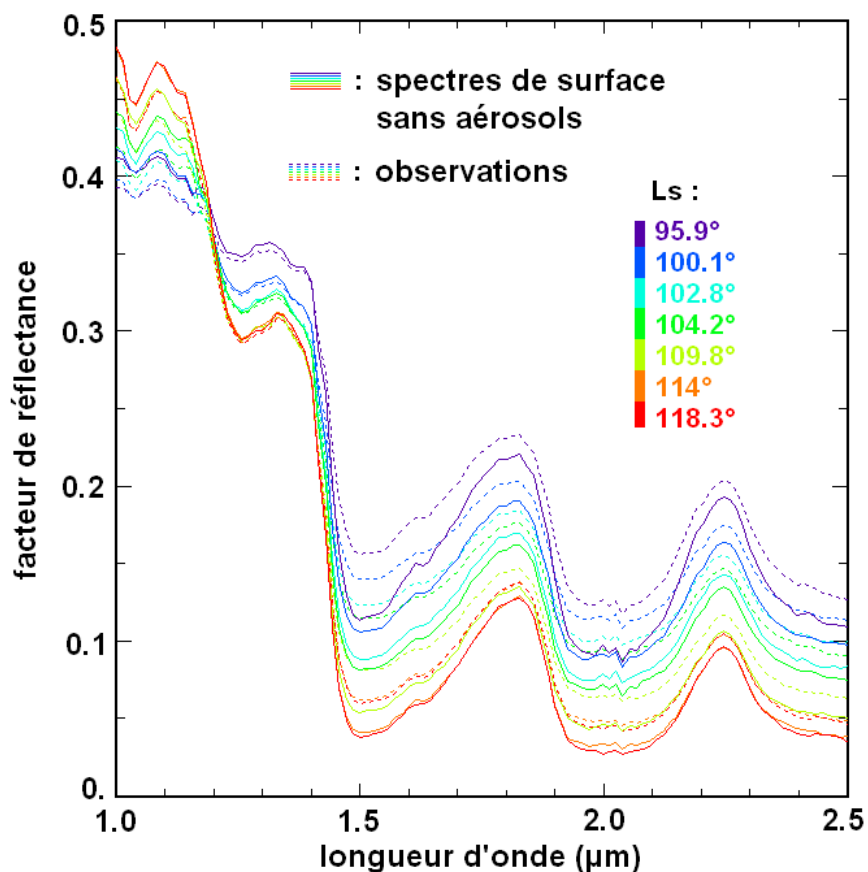


Figure III-20 : Evolution temporelle du spectre de glace au centre du cratère, sans la contribution des aérosols (trait plein). Tous les spectres sont obtenus avec une incidence de  $56^\circ$ . Les observations avant correction sont indiquées en pointillés.

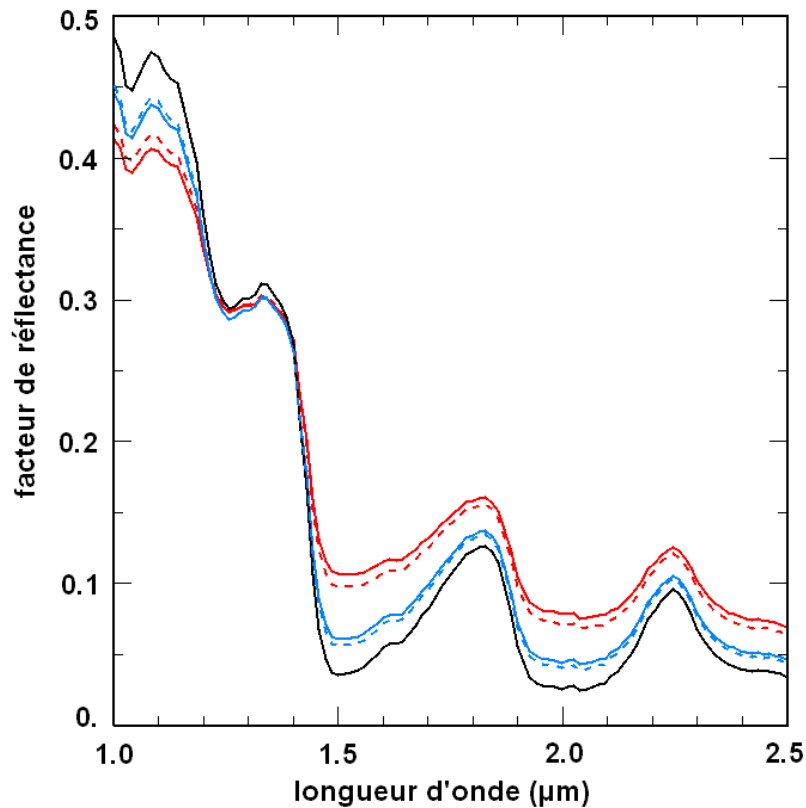


Figure III-21 : Effet des inhomogénéités spatiales d'albédo sur la modélisation de la contribution des aérosols (voir II.4.3.b). Le centre du cratère est entouré de glace sur un rayon d'environ 18 km. Au delà plusieurs types de terrain entourent le cratère (glace, poussières brillantes et sombres). Le spectre noir est le spectre de surface à  $L_S 118^\circ$  (Figure III-20). A partir de ce spectre nous avons modélisé le spectre apparent (avec la contribution des aérosols) à  $L_S 96^\circ$  ( $\tau = 0,73$ , rouge) et  $L_S 18^\circ$  ( $\tau = 0,28$ , bleu) pour deux situations : en trait pointillé nous supposons que la totalité de la surface est couverte de glace ; en trait plein nous supposons que le cratère rempli de glace est entouré d'un terrain sans glace d'albédo 0,25. L'hypothèse d'une surface infinie utilisée dans cette étude influe faiblement sur notre modélisation de l'effet des aérosols au centre du cratère.

Pour déterminer l'évolution des propriétés de surface responsable de l'évolution spectrale apparente, nous avons utilisé un modèle de transfert radiatif [198] basé sur la théorie de Shkuratov [211]. Ce modèle permet de simuler les propriétés réfléchives d'une surface composée de grains dont la taille est supérieure à la longueur d'onde. Nous avons considéré des mélanges de grains de glace d'eau de différentes tailles avec des grains de poussière. Le mélange peut être de type « sel et poivre » (mélange intime des grains de chaque sorte), ou bien de type interne (les grains de poussière sont incrustés dans la matrice des cristaux de glace). Le modèle recherche, par minimisation de l'écart quadratique entre le spectre réel et le spectre modélisé, les pourcentages volumiques des différents composants et leurs tailles. Le modèle s'ajuste mieux aux observations lorsque la contribution des aérosols a été enlevée (Figure III-22). Les valeurs de taille de grains et de concentration dépendent en partie du modèle (type de mélange, nombre de tailles différentes possibles...). Certaines solutions sensiblement différentes ont en effet des écarts quadratiques similaires. Des tendances communes à toutes les modélisations se dégagent cependant : la contamination en poussière de la glace diminue en volume d'un facteur deux entre  $L_S 96^\circ$  et  $L_S 118^\circ$ . Les meilleurs

ajustements sont obtenus pour deux populations de taille de grains de glace d'eau : des petits grains dont la taille est inférieure à 30  $\mu\text{m}$ , et des gros grains dont la taille est comprise entre 500  $\mu\text{m}$  et 1 mm, la proportion de petits grains diminuant au cours du temps. Cette évolution temporelle de la taille des grains pouvait déjà être envisagée à partir de la Figure III-20 : la bande d'absorption de la glace à 1,25  $\mu\text{m}$  augmente fortement au cours de l'été comparativement à la bande à 1,5  $\mu\text{m}$ , évolution observée en laboratoire lorsque la taille des grains de glace augmente ([93], [131], [208]). En accord avec l'étude publiée par Y. Langevin et ses collaborateurs en 2005 [131], nous interprétons cette évolution par la sublimation du givre saisonnier d'eau (grains de petite taille) qui révèle progressivement la couche de glace permanente à gros grains. Cette évolution s'accompagne d'une diminution de la contamination en poussière de la glace. Les deux phénomènes pourraient être liés : les grains de poussière, prisonniers de la glace durant l'hiver, seraient libérés lors de la sublimation puis entraînés hors de la couche superficielle de glace (voir section I.2.3.b). Ces modélisations démontrent que l'augmentation de réflectance observée au début de l'été au niveau du cratère situé à 90°E, 77°N n'est pas dû à un dépôt de givre. Au contraire, le givre se sublime durant cette période. L'augmentation de la réflectance est principalement dû à une diminution de la quantité de poussière qui contamine le spectre : d'une part en raison d'une diminution de la quantité d'aérosols, et d'autre part en raison d'une diminution de la quantité de poussière présente en surface au sein de la glace.

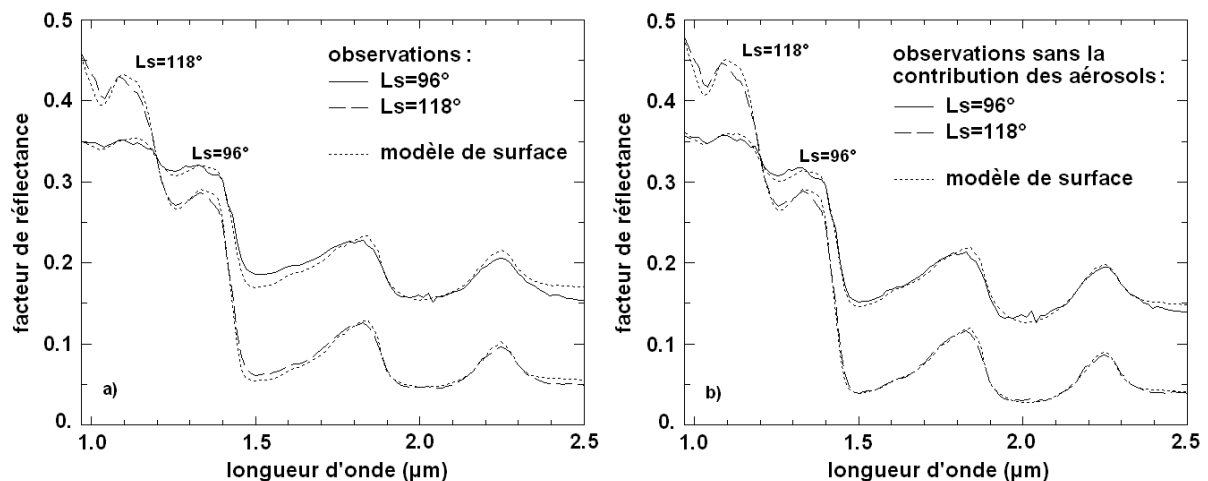


Figure III-22 : Exemple de modélisation des propriétés de surface pour la région B de la Figure III-9. Le modèle suppose un mélange intime de poussière et de deux tailles de grains de glace. La concentration et la taille de chacune des trois composantes sont ajustées pour obtenir le meilleur accord entre le modèle et les observations. Le modèle s'ajuste mieux aux données, notamment dans les bandes d'absorption, une fois la contribution des aérosols enlevée. La surface est principalement recouverte de petits grains de glace à  $L_s$  96°, alors que les gros grains de glace ( $\sim 900 \mu\text{m}$ ) dominent à  $L_s$  118°. Le pourcentage volumique de poussière est réduit d'un facteur deux entre  $L_s$  96° et  $L_s$  118°.

### III.3.4.b Fin de l'été : $L_s$ 165°

L'été de l'hémisphère Nord débute à  $L_s$  90° et se termine à  $L_s$  180°. Au delà de  $L_s$  119°, le cratère n'a été observé qu'une seule fois, à  $L_s$  165°, à haute résolution. L'observation obtenue à une largeur de quelques kilomètres et ne couvre pas la totalité du cratère (Figure III-12). Le

spectre de réflectance observé au niveau des régions sombres entourant le cratère est nettement plus brillant à  $L_S$  165° qu'à  $L_S$  118° (Figure III-23).

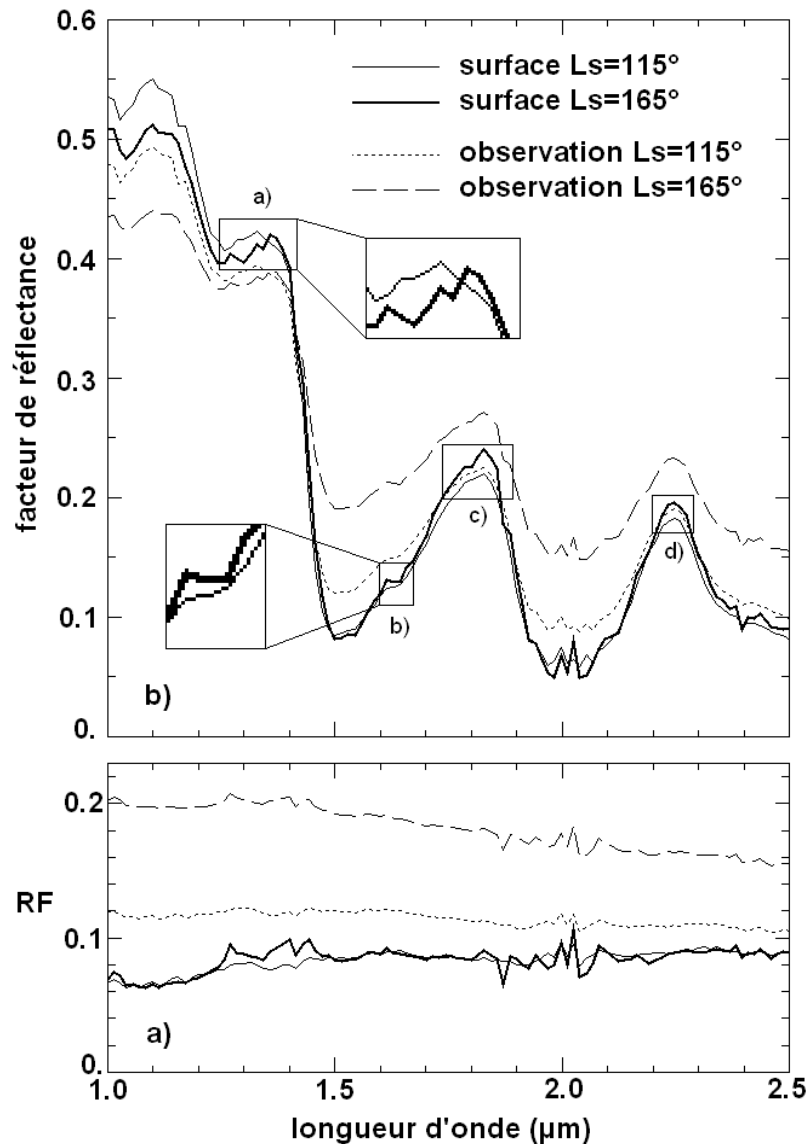


Figure III-23 : Comparaison entre  $L_S$  115° (#11) et  $L_S$  165° (#15) pour une incidence solaire de 72°. Pointillés : observations à  $L_S$  115° ; tirets : observations à  $L_S$  165°. Les spectres de la surface sans la contribution des aérosols sont indiqués en trait plein fin ( $L_S$  115°) et épais ( $L_S$  165°). L'observation des terrains sans glace (a) implique une profondeur optique importante à  $L_S$  165° ( $\tau$  (1  $\mu\text{m}$ )  $\sim$  0,85). Le spectre de la glace obtenu à  $L_S$  165° après correction de l'effet des aérosols est similaire à celui obtenu à  $L_S$  115°, ce qui démontre qu'il n'y a pas eu formation de givre à  $L_S$  165°. L'évolution du spectre de la glace d'eau avec la température a été étudiée par W. Grundy et B. Schmitt (1998). L'évolution spectrale observé sur le spectre de glace, en particulier au voisinage de 1,35  $\mu\text{m}$  et 1,65  $\mu\text{m}$  (zooms), est en accord avec la diminution de la température de surface de 225K à 180K entre  $L_S$  115° et  $L_S$  165° mesurée par Kieffer et Titus (2001).

En supposant que les propriétés de la surface n'ont pas changé, une profondeur optique de 0,85 à 1  $\mu\text{m}$ , et une pente de profondeur optique correspondant à des aérosols plus gros

( $\tau(1\mu m) = 2.1 \times \tau(2.5\mu m)$ ) à  $L_S 165^\circ$ , à comparer à  $\tau(1\mu m) = 2.6 \times \tau(2.5\mu m)$  durant la période  $L_S 96^\circ - L_S 118^\circ$ ), sont nécessaires pour reproduire l'observation. Cette augmentation de la profondeur optique est en accord avec les nombreuses tempêtes de poussière locales observées aux latitudes nord après  $L_S 130^\circ$  ([26], [175]). L'augmentation de la taille moyenne des grains quant à elle est attendue si de la poussière vient d'être soulevée de la surface lors d'un tempête (cf. I.1.2.b). Nous avons comparé le spectre de réflectance des régions couvertes de glace obtenu avec le même angle d'incidence solaire ( $\sim 72^\circ$ ) à  $L_S 115^\circ$  et à  $L_S 165^\circ$ . Une fois la contribution des aérosols enlevée (avec la profondeur optique déduite des terrains sombres), nous obtenons deux spectres de surface fortement similaires, dominés par de gros grains de glace. Certaines zones du spectre ont évolué : cette évolution est compatible avec la diminution de la température de la glace de 225K à  $L_S 115^\circ$  à 180K à  $L_S 165^\circ$  mesurée par TES [124] si l'on considère des mesures effectuées en laboratoire [93]. Les spectres obtenus à  $L_S 115^\circ$  et  $L_S 165^\circ$  sont principalement similaires, ce qui démontre que le givre de glace d'eau ne s'est pas encore déposé sur la glace permanente un mois avant l'équinoxe d'automne. La forte profondeur optique observée à cette période (0,85) provoque une diminution de l'albédo apparent de la glace. Des conditions similaires pourraient expliquer l'assombrissement observé après  $L_S 140^\circ$  au niveau de ce cratère sur les données MOC [97]. La variabilité des conditions atmosphériques d'une année sur l'autre est en partie responsable des différences entre les études basées sur l'albédo visible ([8], [97]).

### III.3.5. Influence des hypothèses sur les propriétés optiques des aérosols

La modélisation de la contribution des aérosols réalisée dans cette étude suppose de connaître les propriétés optiques de la couche d'aérosols. Nous avons utilisé une fonction de Henyey-Greenstein de paramètre d'asymétrie 0,63 et un albédo de simple diffusion dépendant de la longueur d'onde (voisin de 0,97) (voir section II.1.2.d). L'utilisation de l'albédo de simple diffusion modélisé par Ockert-Bell et al. (1997), voisin de 0,955, provoque une augmentation des profondeurs optiques modélisées de 7% sans changer les propriétés de surface modélisées. L'utilisation du jeu de paramètre obtenu par Tomasko et al. (1999) à  $0,965 \mu m$  ne modifie pas les spectres de surface sans aérosols, ni la pente de profondeur optique. Les profondeurs optiques sont en revanche multipliées par 1,5 ( $\pm 2\%$ ).

Un changement d'hypothèse sur les propriétés optiques des aérosols modifie donc les valeurs de profondeurs optiques, mais n'a pas d'impact significatif sur les spectres de surface modélisés.

### III.4. Mélange spatial de signatures de surface dû à la diffusion par les aérosols dans les dépôts stratifiés Nord

L'utilisation d'observations à différentes incidences permet d'estimer la profondeur optique d'aérosols dans les régions polaires de Mars pour modéliser les spectres de surface dépourvus de cette contribution. Certains photons provenant des surfaces entourant la zone observée contribuent au signal mesuré s'ils sont diffusés par les aérosols vers l'instrument. Cet effet est significatif sur des échelles inférieures à quelques dizaines de kilomètres, selon la profondeur optique d'aérosols et l'amplitude des inhomogénéités de surface (voir section II.4.3). Nous avons dans un premier temps analysé des régions dont les propriétés de surface sont homogènes sur ces distances, en accord avec l'hypothèse « plan parallèle infini » utilisée (Figure III-21). Cette hypothèse n'est plus valable au niveau des dépôts stratifiés de la calotte Nord : les distances en jeu sont inférieures au kilomètre (I.2.1.a) alors que les différences de propriétés photométriques des surfaces sont importantes (glace et poussière). Nous allons illustrer l'importance de ce phénomène sur un exemple, en tirant profit des propriétés des aérosols déterminées par la méthode des différentes incidences.

Nous avons analysé un cratère sombre situé au sein de la calotte Nord (Figure III-24). Ce cratère, qui présente de faibles signatures de glace d'eau, est entouré de zones aux signatures de glace prononcées. Nous allons voir dans quelle mesure les signatures de glace du cratère proviennent des régions avoisinantes via la diffusion sur les aérosols.

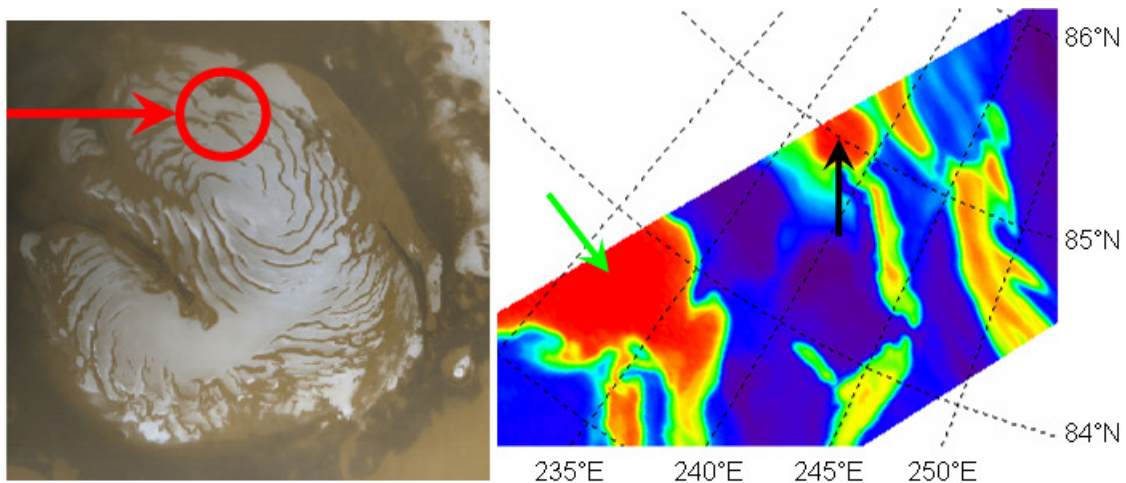


Figure III-24 : Position du cratère sombre analysé dans cette section (gauche : flèche rouge, sur une image visible Viking de l'ensemble de la calotte ; droite : flèche noire, sur une trace OMEGA du critère de glace d'eau présenté en section III.3.2). L'image OMEGA est prise à  $L_S 136^\circ$ .

Ce système peut être modélisé simplement car il présente au premier ordre une symétrie de révolution autour de la normale au centre du cratère (voir II.4.3.b). La hauteur d'échelle est fixée à 11,5 km (voir I.1.3.b), l'incidence solaire vaut  $56^\circ$  et la pente de profondeur optique



est prise égale à celle que nous avons déterminée par la méthode des différentes incidences à cette époque (Figure III-14). L'albédo de la surface est modélisé par un cratère (albédo  $A_{\text{cratère}}$ ) de 10 km de rayon entouré de glace (albédo  $A_{\text{glace}}$ ).  $A_{\text{glace}}$  est un spectre de glace typique entourant le cratère. Nous allons supposer dans un premier temps que le spectre de surface au centre du cratère ne présente pas de signatures de glace :  $A_{\text{cratère}}$  est donc prélevé sur une région sans glace avoisinante (voir Figure III-24). Ces deux spectres sont corrigés de la contribution des aérosols avec les propriétés des aérosols déduites précédemment à cette époque dans les régions Nord (pente spectrale de la Figure III-14 et  $\tau(1\mu\text{m})=0.25$ ) en utilisant l'hypothèse plan parallèle infini car ces spectres sont prélevés sur des zones homogènes. Nous avons ensuite essayé de reproduire le spectre observé au centre du cratère en faisant varier la profondeur optique à  $1\mu\text{m}$ . Il est possible de reproduire ce spectre pour une profondeur optique faible de 0,2 à  $1\mu\text{m}$  (Figure III-25). Cette profondeur optique est typique de cette période : nous avons obtenu  $0,28 \pm 0,05$  à  $L_s 118^\circ$  grâce à la méthode des différentes incidences – voir Figure III-15 – et les observations TES montrent que la profondeur optique est stable à cette époque ([217], [230]). Les signatures de glace détectées par OMEGA au centre du cratère sont donc principalement dues à la diffusion par les aérosols des signatures des surfaces avoisinantes, le cratère étant lui dépourvu de glace en surface.

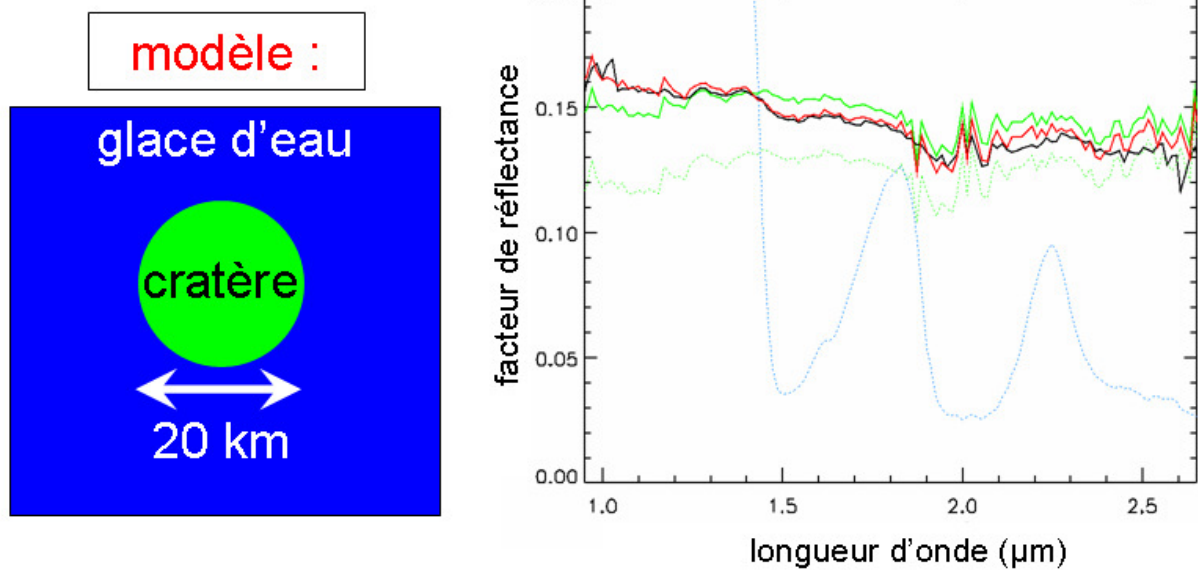


Figure III-25 : Modélisation du spectre de surface au centre du cratère. (Gauche) schématisation du modèle : un cratère de 20 km de diamètre dont les propriétés de surface sont celles de la région pointée par un flèche verte sur la Figure III-24 est entouré de glace d'eau, et vu à travers une couche d'aérosols de profondeur optique ajustable. (Droite) les spectres de surface du cratère (vert) et de la glace d'eau (bleu) utilisés sont indiqués en pointillé. Ils proviennent de l'observation de la Figure III-24 et sont corrigés de la contribution des aérosols. Le spectre vert avant correction est indiqué en trait plein. Le spectre observé au centre du cratère (flèche noire sur la Figure III-24) est indiqué en trait plein noir. Le résultat du modèle pour une profondeur optique de 0,2 à  $1\mu\text{m}$  est indiqué en rouge.



### III.5. Contamination en poussière de la glace de CO<sub>2</sub> au pôle sud

Cette méthode peut être appliquée au pôle sud de Mars au voisinage du solstice d'été de l'hémisphère australe ( $L_S 270^\circ$ ) pour des latitudes comprises entre  $70^\circ\text{S}$  et  $80^\circ\text{S}$ . A cette époque, la calotte de glace saisonnière de CO<sub>2</sub> est en train de se sublimer [122]. La plupart des spectres de CO<sub>2</sub> observés par OMEGA au dessus de la calotte polaire sud ont une bande d'absorption saturée à  $2,65 \mu\text{m}$  [134]. La réflectance dans cette bande n'atteint jamais zéro car des événements diffusifs ont lieu avant l'absorption des photons par la glace. Ces événements peuvent se dérouler dans l'atmosphère s'il y a diffusion par les aérosols, ou au niveau de la surface : selon l'état de rugosité de la glace, une fraction des photons subissant une réflexion spéculaire peut repartir vers l'instrument ; la glace peut également être contaminée en poussière [54]. La méthode des observations à différentes incidences est appliquée à trois régions de la calotte saisonnière sud pour lesquelles il a été possible d'établir des couples d'observations avec des intervalles de temps très courts (entre 0,3 et 0,6 jours). La géométrie des observations utilisées ici diffère de celle analysée dans la section précédente : l'angle d'émergence varie également entre deux observations. Le principe de la méthode reste inchangé car les fonctions mathématiques en jeu pour ce type de géométries sont également monotones. La position de ces zones est indiquée sur la Figure III-26 ; les spectres sont analysés sur la Figure III-27.

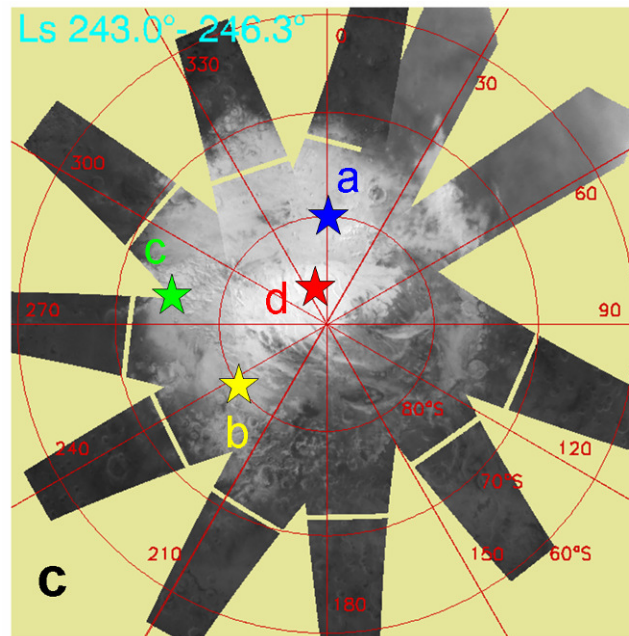


Figure III-26 : Carte d'albédo du pôle sud obtenue par OMEGA [134] sur laquelle sont indiquées (étoiles) les positions des trois régions analysées sur la Figure III-27. (a), bleu :  $0^\circ\text{E}$ ,  $80^\circ\text{S}$  ; (b), jaune :  $238^\circ\text{E}$ ,  $80^\circ\text{S}$  ; (c), vert :  $284^\circ\text{E}$ ,  $73,2^\circ\text{S}$ . La position de la séquence EPF analysée sur la Figure III-28 est indiquée en rouge (d).

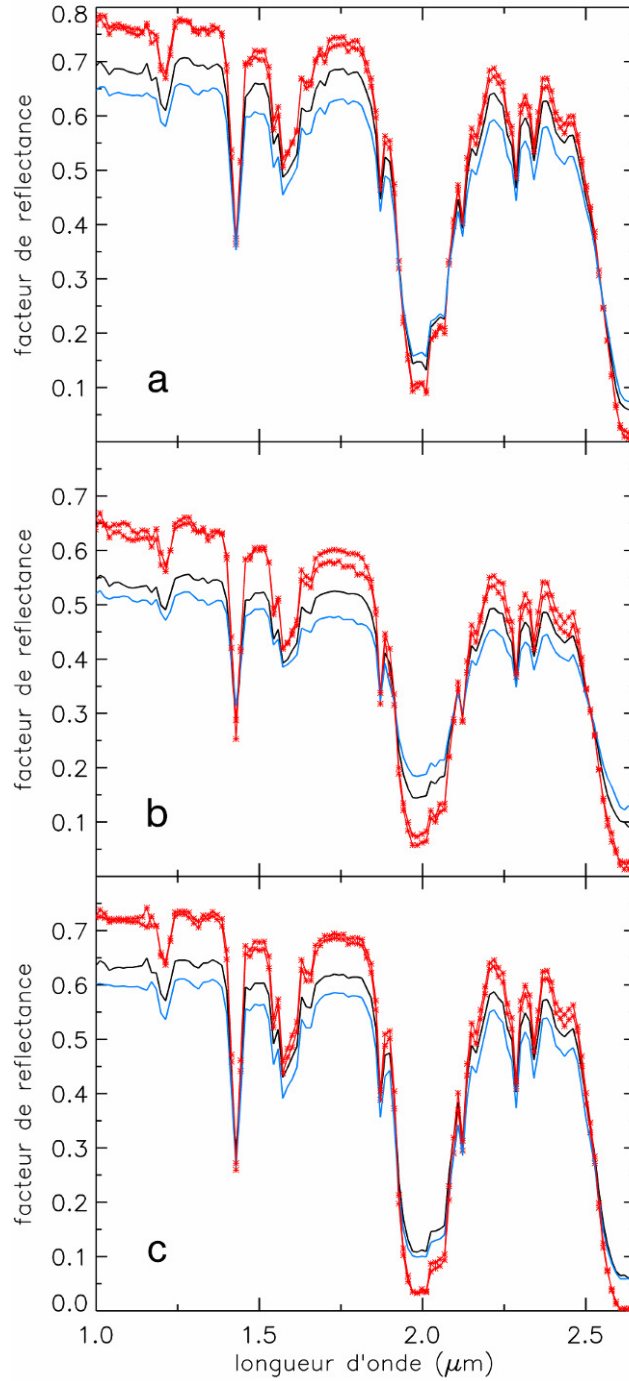


Figure III-27 : variations observées du spectre en réflectance de la glace de  $\text{CO}_2$  avec les angles photométriques (traits pleins noirs et bleus) et spectres de surface sans la contribution des aérosols (rouge) pour trois exemples. Les trois situations correspondent à trois différentes régions (a:  $0^\circ\text{E}$ ,  $80^\circ\text{S}$ ; b:  $238^\circ\text{E}$ ,  $80^\circ\text{S}$ ; c:  $284^\circ\text{E}$ ,  $73,2^\circ\text{S}$ ) longitudes solaires (a:  $263^\circ$ ; b:  $250^\circ$ ; c:  $241,7^\circ$ ) et variations d'angles photométriques (a: noir:  $i=59^\circ$ ,  $e=0^\circ$  et bleu:  $i=70^\circ$ ,  $e=0^\circ$ ; b: noir:  $i=68^\circ$ ,  $e=12^\circ$ ,  $\varphi=66^\circ$  et bleu:  $i=75^\circ$ ,  $e=35^\circ$ ,  $\varphi=68^\circ$ ; noir:  $i=68^\circ$ ,  $e=8^\circ$ ,  $\varphi=61^\circ$  et bleu:  $i=65^\circ$ ,  $e=26^\circ$ ,  $\varphi=65^\circ$ ). Les intervalles de temps séparant les deux observations de chaque couple sont courts (a et c : 0,6 jours ; b : 0,3 jours). Le facteur de réflectance de la surface est inférieur à 0,01 dans la bande d'absorption de la glace de  $\text{CO}_2$  à  $2,64\mu\text{m}$ .

Les spectres de surface de la glace de CO<sub>2</sub> ainsi obtenus présentent une particularité supplémentaire comparés aux spectres de glace d'H<sub>2</sub>O récupéré dans la section précédente : le signal venant de la surface dans l'une des bandes d'absorption saturée de la glace est quasi nul (< 1% à 2,64 µm). Ce résultat implique que le nombre de diffusion vers l'instrument intervenant au niveau de la surface avant absorption par la glace de CO<sub>2</sub> est très faible. La contamination superficielle de la glace par de la poussière est donc faible. Ceci est cohérent avec les forts albédos observés dans le continuum, qui atteignent 0,8. De la poussière peut toutefois être présente à l'intérieur de la matrice de glace et expliquer les albédos plus faibles également observés (0,6) : dans ce type de situation les photons de longueur d'onde 2,64 µm sont absorbés par la glace sur de courtes distances, avant toute interaction avec la poussière, alors que les photons du continuum, qui parcourent de grandes distances sans être absorbés par la glace, sont sensibles à la présence de poussière en profondeur (I.2.3.c).

OMEGA a réalisé quelques observations nommées « EPF » pour *Emission Phase Function*, où un élément de surface donné est observé avec toute une gamme d'angles d'émergence. Une de ces observations a été réalisée au dessus de la calotte permanente sud (la position de cet EPF est indiquée sur Figure III-26). Un EPF est équivalent à une multitude d'observations avec différentes géométries d'un système {albédo de surface – profondeur optique d'aérosols}. De manière similaire à ce qui a été réalisé précédemment pour deux observations avec différents angles photométriques, on peut rechercher le couple de solutions qui s'approche le plus de l'observation en minimisant l'écart type entre le modèle et la séquence EPF complète (Figure III-26). Le signal mesuré à 2,64 µm durant la séquence EPF s'explique d'après notre modèle par une contribution de la surface quasi nulle (albédo de 0,007), associée à une profondeur optique d'aérosols relativement faible (0,17).

Ces quatre observations démontrent que la contamination en poussière de la glace de CO<sub>2</sub> présente au pôle sud de Mars est faible sur de vastes zones (le secteur de la calotte compris entre 210° et 60° de longitude est, Figure III-26). Certaines zones de la calotte présentent cependant à certaines époques une contamination en poussière de surface importante. La région cryptique [122], qui s'étend de 60°E à 210°E aux latitudes voisines de 80°S entre L<sub>S</sub> 200° et L<sub>S</sub> 230° est constituée de glace de CO<sub>2</sub> fortement couverte par de la poussière (I.2.2.b). Les pixels OMEGA dont la taille est voisine du kilomètre contiennent des zones couvertes de glace et des zones sans glace au niveau du front de sublimation : le spectre moyen observé dans ces pixels correspond à un mélange spatial de glace et de poussière de surface. Excepté ces situations, le signal mesuré à 2,64 µm est presque entièrement dû à la contribution des aérosols au dessus de la calotte de CO<sub>2</sub>. Cette découverte va être utilisée dans le chapitre suivant pour développer une méthode originale de cartographie de la quantité de poussière atmosphérique au voisinage du pôle sud.

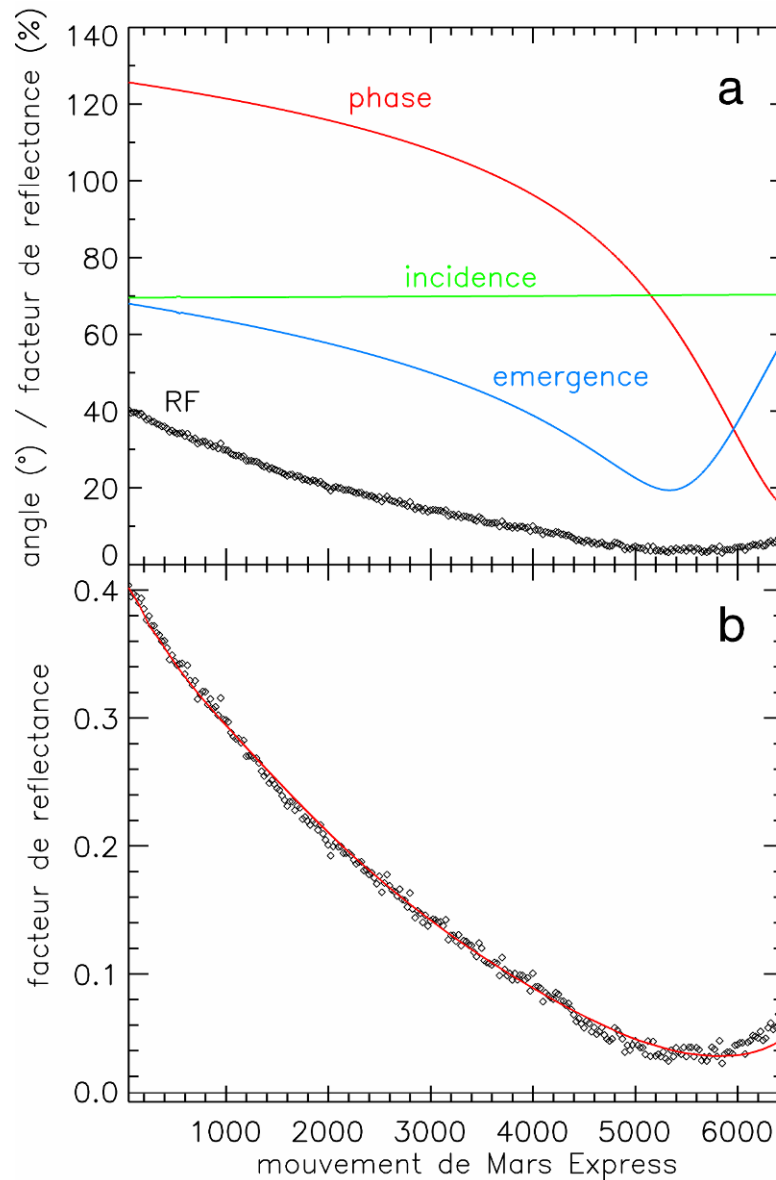


Figure III-28 : Séquence EPF de la calotte permanente Sud de Mars ( $\sim 86^\circ\text{S}$ ,  $\sim 345^\circ\text{E}$ ) à  $L_s$  288°. (a) Variation des angles photométriques durant la séquence en fonction du temps. Le facteur de réflectance (losanges) à  $2,64\ \mu\text{m}$  (bande saturée du  $\text{CO}_2$ ) varie fortement entre 0,04 et 0,40. (b) Modélisation des variations du facteur de réflectance à l'aide de notre modèle de transfert radiatif. Le couple de solution donnant le meilleur ajustement du modèle aux données est une profondeur optique de 0,17 associée à un albédo de surface de 0,007 (indiqué par une ligne continue fine en bas de la figure). Le modèle s'écarte des observations pour les angles de phase très faibles ( $< 20^\circ$ ) : ce mauvais accord provient probablement d'une augmentation de la lumière diffusé par la surface dans la direction antisolaire.

## Chapitre IV

# Cartographie de la quantité de poussière atmosphérique au pôle sud

La profondeur optique d'aérosols est un paramètre critique pour les modèles climatologiques ([71], [142]) : les poussières atmosphériques influent en effet sur l'équilibre radiatif de l'atmosphère et de la surface et affectent par conséquent toute la circulation atmosphérique martienne. Les missions récentes ont apporté de nombreuses mesures de la quantité de poussière sur de larges échelles temporelles et spatiales, révélant un « cycle » de la poussière complexe qui dépend de la saison, de la latitude mais aussi de l'année (I.1.3.a). Plusieurs équipes ont récemment réalisé des simulations pour tenter de mieux comprendre les mécanismes régissant les déplacements de poussière sur Mars ([4], [118], [177], [178]), notamment au voisinage des pôles [237]. La poussière atmosphérique interagit de manière complexe avec les calottes polaires : de la poussière se dépose et repart des régions couvertes de glace, phénomène qui pourrait être lié à la nucléation de la glace sur la poussière [85] (I.2.3). Le développement de la région cryptique de la calotte sud est lié à une contamination de la glace de surface par de la poussière (I.2.2.b), sans que les rôles respectifs des mouvements atmosphériques et des jets de CO<sub>2</sub> soient encore clairement établis. Les données sur la poussière atmosphérique recueillies au niveau des régions polaires sont pour l'instant peu nombreuses ([122], [175], [26]) : ceci vient notamment du fait que la première expérience ayant atterri dans les régions polaires – la mission Phoenix – ne s'est posée qu'en mai 2008 [185], et que certaines méthodes de sondage de l'atmosphère depuis l'espace sont inopérantes lorsque la surface est couverte de glace (par exemple celles reposant sur l'infrarouge thermique : [217], [230]). Il est donc nécessaire de développer de nouvelles méthodes pour quantifier les variations de la quantité de poussière atmosphérique dans les régions polaires de Mars ([152], [24]). L'étude menée au chapitre précédent a démontré que le signal mesuré par OMEGA à 2,64  $\mu\text{m}$  au dessus de la glace propre de CO<sub>2</sub> est dû à la lumière diffusée par les aérosols. Cette découverte nous a permis de développer une nouvelle méthode de cartographie de la profondeur optique d'aérosols dans les régions polaires sud de Mars durant le printemps et l'été de l'hémisphère austral. Cette méthode et ses résultats sont présentés dans ce chapitre.

## IV.1. Méthodologie

### IV.1.1. Principe

La glace de CO<sub>2</sub> possède une bande d'absorption à 2,64  $\mu\text{m}$ . Cette bande est quasiment toujours saturée dans les conditions martiennes ([134], [208]). Le signal que l'on mesure avec OMEGA dans cette bande provient donc d'événements diffusifs se produisant avant l'entrée des photons dans la glace. Nous avons démontré au chapitre précédent (III.5) que pour de nombreuses régions de la calotte polaire sud, le signal mesuré à 2,64  $\mu\text{m}$  provient uniquement de la lumière diffusée par les aérosols. A cette longueur d'onde, l'impact des absorptions par les gaz de CO<sub>2</sub> et d'H<sub>2</sub>O est faible. La bande de CO<sub>2</sub> gaz en particulier ne commence qu'à 2,65  $\mu\text{m}$ . Le signal à 2,64  $\mu\text{m}$  peut alors être modélisé par le transfert du rayonnement dans une couche d'aérosols située au dessus d'une surface totalement absorbante. En se plaçant dans le cadre des hypothèses présentées au Chapitre II, une observation à 2,64  $\mu\text{m}$  au dessus de la glace pure de CO<sub>2</sub> est caractérisée par un seul paramètre : la profondeur optique d'aérosols (l'albédo de surface est en effet égal à zéro). La valeur de ce paramètre est déterminée à partir des tables de réflectances préenregistrées présentées au chapitre II. La méthode utilisée ici pour déterminer la profondeur optique est donc à priori simple (elle est résumée sur la Figure IV-1). Nous avons cependant vu au chapitre précédent que certaines zones de la calotte sont contaminées en poussière. Dans ce cas notre méthode n'est pas valable, car nous surestimons la profondeur optique (une partie du signal mesuré à 2,64  $\mu\text{m}$  provient de la surface). La répartition géographique de ces zones contaminées en poussière est complexe et évolue avec le temps. Il n'est donc pas possible de définir un masque simple pour rejeter les zones où notre méthode n'est pas valable. Il est nécessaire d'évaluer lors de la réalisation des cartes quels sont les pixels qui peuvent être utilisés, et quels sont ceux qui ne le peuvent en raison de la présence de poussière en surface à cet instant. Ce point est détaillé dans la section suivante.

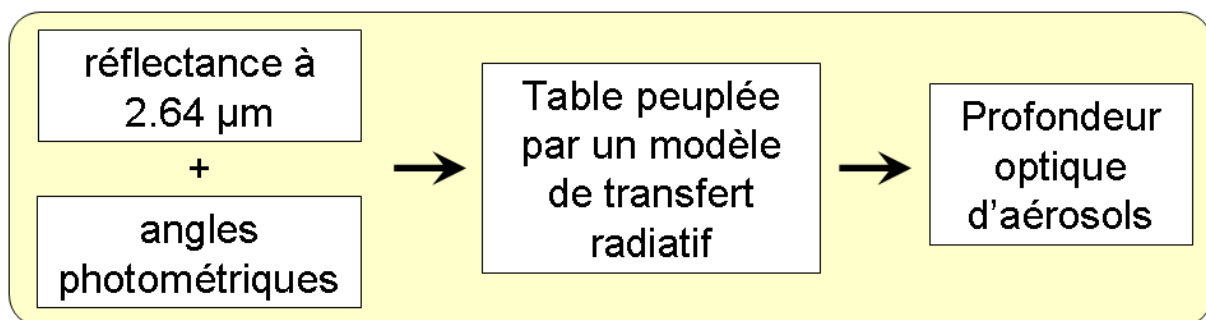


Figure IV-1 : Principe de la méthode utilisée pour déterminer la profondeur optique à 2,64  $\mu\text{m}$ .

## IV.1.2. Discrimination des surfaces contaminées en poussière

### IV.1.2.a Méthode

Nous proposons ici une méthode empirique pour distinguer les points couverts de glace « propre » des points où de la poussière est présente en surface. Cette méthode repose sur l'observation de corrélations entre le niveau de réflectance dans le continuum (au voisinage d' $1\mu\text{m}$ ) et la profondeur optique que l'on modélise à partir du signal à  $2,64\mu\text{m}$ . Ces deux grandeurs sont en effet liées de façon complexe selon le type de mélange glace / poussière. Différents exemples de contamination en poussière observés par OMEGA sont présentés sur la Figure IV-2. La profondeur optique d'aérosols peut être déterminée par notre méthode lorsque la glace est propre (albédo à  $1\mu\text{m}$  élevé). Lorsque de la poussière de surface est présente à l'intérieur du pixel observé par OMEGA, soit parce que de la poussière s'est déposée sur la glace de CO<sub>2</sub>, soit parce qu'il y a un mélange spatial de glace et de poussière à l'intérieur du pixel, l'augmentation du niveau de réflectance à  $2,64\mu\text{m}$  s'accompagne d'une forte chute de l'albédo dans le continuum. Un critère simple sur l'albédo dans le continuum ne peut cependant pas être utilisé pour supprimer ces pixels. En effet lorsque des grains de poussières sont prisonniers à l'intérieur de la matrice de glace de CO<sub>2</sub>, l'albédo dans le continuum chute fortement alors que le signal à  $2,64\mu\text{m}$  est toujours uniquement dû à la diffusion aérosols : les photons à  $2,64\mu\text{m}$  qui touchent la surface sont en effet absorbés par la glace avant d'avoir pu diffuser sur un grain de poussière (I.2.3.c). De même, la texture de la glace peut influencer sur l'albédo que l'on mesure en visée nadir [54], notamment le réduire, alors que le signal à  $2,64\mu\text{m}$  peut être utilisé pour déterminer la profondeur optique.

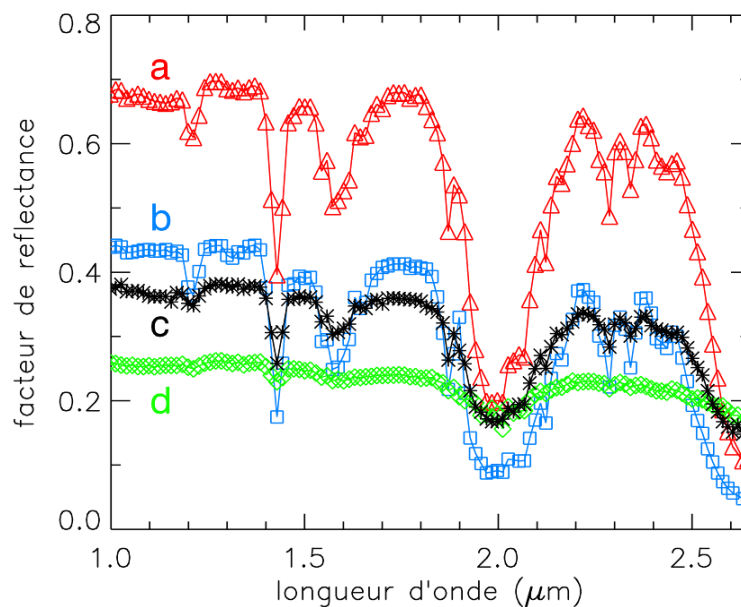


Figure IV-2 : Spectres de réflectance typiques observés par OMEGA au dessus de la calotte sud, pour différents types de mélange glace / poussière. (a), triangles rouges : région brillante avec une contribution importante de la poussière atmosphérique. (b), carré bleus : mélange intra d'une petite quantité de grains de poussière à l'intérieur de la glace, observé à travers une atmosphère claire (268,5°E, 73,4°S et  $L_S$  222,2°). (c), étoiles noires : mélange spatial entre des régions couvertes de glace et des régions sans glace (300,6°E, 79,4°S et  $L_S$

256,5°). (d), losanges verts : glace de CO<sub>2</sub> contaminée par de la poussière en surface dans la région cryptique ([133], figure 3).

Lorsque de la poussière se dépose en surface en quantité importante, la couche de poussière formée est optiquement épaisse. La réflectance d'une telle couche de poussière est environ la même à 1  $\mu\text{m}$  et à 2,64  $\mu\text{m}$ . Si l'on mélange un patch de poussière avec de la glace pure de CO<sub>2</sub>, la réflectance modérée de la poussière se combine linéairement avec l'albédo élevé de la glace à 1  $\mu\text{m}$  et l'albédo nul de la glace à 2,64  $\mu\text{m}$ . Pour les aérosols, le mécanisme est différent : la diffusion domine. Si l'augmentation du signal à 2,64  $\mu\text{m}$  provient toujours des photons diffusés par les aérosols au lieu d'être absorbés par la glace, la baisse de réflectance à 1  $\mu\text{m}$  ne provient pas majoritairement de l'absorption par la poussière. Elle est due au fait que les photons diffusés par les aérosols partent principalement aux forts angles d'émergence, loin de la direction de visée de l'instrument (II.3.4.c). Une même augmentation du signal à 2,64  $\mu\text{m}$  ne va donc pas créer le même type de diminution de l'albédo dans le continuum, selon que la poussière se trouve dans l'atmosphère ou sous forme de patch optiquement épais en surface. Ce point est démontré pour quatre observations sur la Figure IV-3, qui présente quatre diagrammes de corrélation entre l'albédo apparent dans le continuum (à 1  $\mu\text{m}$ ) et la profondeur optique que l'on modélise à partir du signal à 2,64  $\mu\text{m}$ . Pour différents albédos de la glace dans le continuum (correspondant à différentes contamination intra par de la poussière, ou différentes textures de glace), le modèle prévoit une diminution lente de l'albédo apparent lorsque la profondeur optique d'aérosols augmente. On retrouve dans les diagrammes des dépendances similaires à celles prévues par le modèle : il s'agit des points où l'on estime correctement la profondeur optique d'aérosols, car la glace n'est pas contaminée en poussière. Lorsque de la poussière est présente en surface, la diminution de l'albédo dans le continuum en fonction de l'augmentation de la réflectance à 2,64  $\mu\text{m}$  est beaucoup plus rapide. Les points des diagrammes qui suivent des relations correspondant à un mélange de poussière avec de la glace ne peuvent être utilisés : la profondeur optique y est surestimée en raison de la présence de poussière en surface. En réalisant des diagrammes similaires à ceux présentés sur la Figure IV-3 pour la plupart des observations, il a été possible de définir empiriquement une courbe polynomiale qui sépare pour l'ensemble des observations de la calotte sud les points non contaminés en poussière de ceux contaminés (Figure IV-3). Ce critère sera utilisé pour préparer les cartes de profondeur optiques.



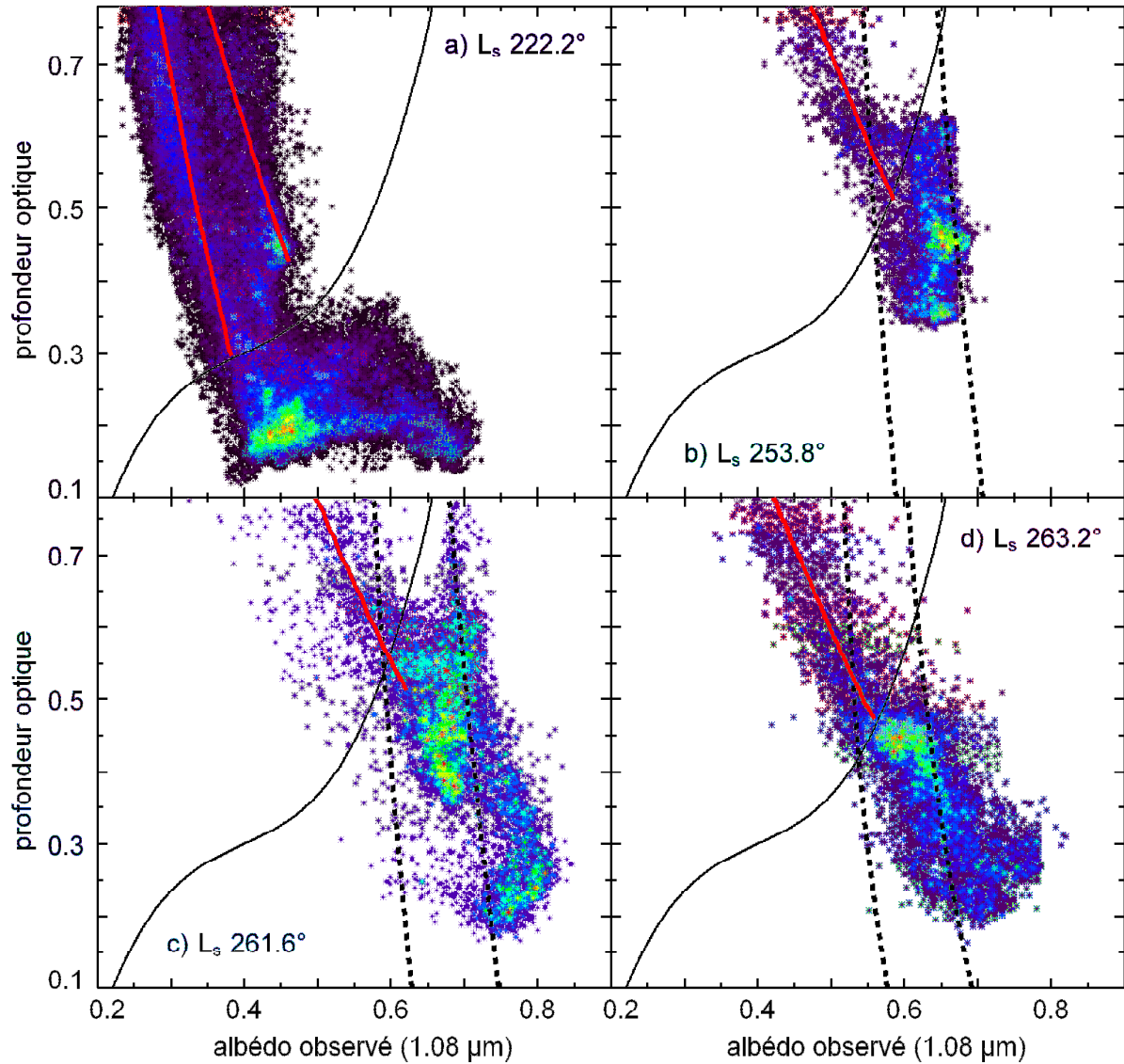


Figure IV-3 : Profondeurs optiques modélisées à partir du signal à  $2,64 \mu\text{m}$  en fonction de l'albédo observé dans le continuum ( $1,08 \mu\text{m}$ ) pour quatre observations (a :  $L_s 222,2^\circ$ , b :  $L_s 253,8^\circ$ , c :  $L_s 261,6^\circ$  and d :  $L_s 263^\circ$ ). L'échelle de couleurs arc-en-ciel (de violet à rouge) est reliée à la densité de points. Les relations prédites par le modèle de transfert radiatif si la surface est propre sont indiquées en pointillé pour b) :  $i=58^\circ$ ,  $A_L=0,6$  et  $0,72$  ; c) :  $i=58^\circ$ ,  $A_L=0,64$  et  $0,76$  ; d)  $i=68^\circ$ ,  $A_L=0,6$  et  $0,72$ , avec  $i$  l'angle d'incidence solaire et  $A_L$  l'albédo de la glace dans le continuum. A  $L_s 222,2^\circ$  (a), les albédos observés dans le continuum sont plus faibles que pour les autres observations : ils correspondent à différentes faibles contaminations en poussière à l'intérieur de la matrice de glace (mélange intra), ou différentes textures de glace. Les dépendances prévues pour des mélanges spatiaux de poussière de surface avec de la glace sont indiquées en rouge. L'albédo de la poussière ( $\sim 0,2$ ) correspond à celui des régions sans glace entourant la calotte. Un seul albédo pour la glace est utilisé après  $L_s 250^\circ$  (figures b et d :  $\sim 0,75$  ; figure c :  $\sim 0,8$ ) ; deux albédos sont nécessaires pour la glace pour la figure a ( $0,45$  et  $0,6$ ). La ligne noire correspond à un polynôme qui a été défini pour séparer les régions contaminées en poussière de surface (en haut à gauche) de celles pouvant être utilisées pour déterminer la profondeur optique d'aérosols (en bas à droite).

#### IV.1.2.b Résultats

La fonction empirique que nous venons de définir permet de séparer les points où l'on modélise efficacement la profondeur optique des points où l'on surestime la profondeur optique. Un exemple de cartes de profondeur optique est représenté sur la Figure IV-4, avant et après l'application du critère. Deux cartes de la même zone se suivant avec 2 jours d'intervalle sont indiquées pour évaluer la pertinence des pixels supprimés par notre critère. Les points correspondant au bord de la calotte (mélange spatiale de zones couvertes de glace et de zones couvertes de poussière à l'intérieur d'un pixel), et les points où l'on modélise une forte profondeur optique stable dans le temps (patch de poussière à l'intérieur de la calotte), disparaissent après application du critère. Les zones de fortes profondeurs optiques qui changent de forme sur de courts intervalles de temps (et qui correspondent donc à des nuages de poussière se déplaçant) sont en revanche conservées après application du critère. Cet exemple permet d'apprécier l'efficacité de cette méthode de sélection.

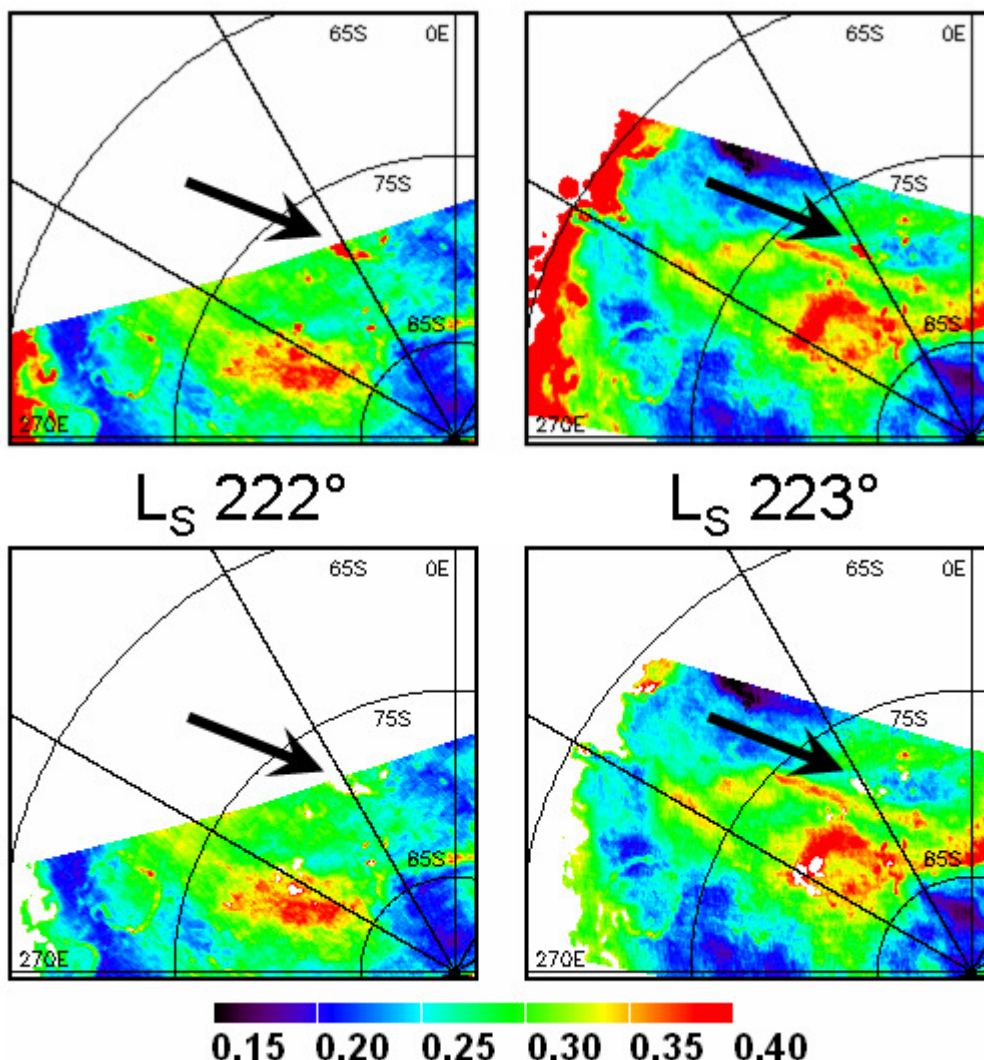


Figure IV-4 : Carte de profondeur optique d'aérosols à  $2,64 \mu m$  à  $L_S 222^\circ$  (gauche) et  $223^\circ$  (droite), avant application du critère (haut), et après application (bas). Les zones de fortes profondeurs optiques stables (bord, et flèches) disparaissent. Les zones mouvantes (nuages) sont conservées après application du critère.

### **IV.1.3. Incertitudes**

#### **IV.1.3.a Propagation du bruit de l'instrument**

Le bruit de l'instrument OMEGA est dominé par le bruit de lecture : 1,85 DN. Le rapport signal sur bruit (S/B) est supérieur à 100 pour la plupart des observations OMEGA dans la voie SWIR [15]. Les observations que l'on considère ici correspondent cependant à un signal faible : le flux solaire est fortement réduit par rapport à 1  $\mu\text{m}$ , et le signal que l'on mesure ne correspond qu'à la contribution des aérosols (la surface est totalement absorbante). Le signal mesuré varie fortement dans notre jeu d'observation, car il dépend de la quantité d'aérosols et des angles photométriques. Lorsque Mars Express se trouve à haute altitude, le taux de dérive est lent et les balayages successifs de la surface en mode nadir peuvent être sommé 2 ou 4 fois pour éviter le sur-échantillonnage. Ceci augmente le rapport signal sur bruit d'un facteur 1,4 ou 2. Le rapport signal sur bruit est supérieur à 20 pour la plupart des observations, atteignant 100 pour les régions possédant une forte profondeur optique. Il peut être inférieur à 10 pour les faibles profondeurs optiques lorsque les balayages ne sont pas sommés. La relation entre la réflectance observée et la profondeur optique modélisée est quasi linéaire pour les faibles variations de réflectance ( $<10\%$ ). L'incertitude sur la profondeur optique modélisée résultant du bruit de l'instrument est donc inférieure à  $\pm 5\%$  pour la plupart des observations, avec comme limite supérieure  $\pm 10\%$  pour les observations à faible profondeurs optiques.

#### **IV.1.3.b Influences des hypothèses sur les paramètres optiques**

Conformément aux analyses développées dans les chapitres précédents, la fonction de phase qui sera utilisée pour établir les cartes est une fonction de Henyey-Greenstein avec un paramètre d'asymétrie de 0,63 associée à un albédo de simple diffusion de 0,974. L'influence d'un changement d'hypothèse sur ces paramètres optiques est analysée sur la Figure IV-5. Utiliser la fonction de phase de Tomasko et al. avec un albédo de simple diffusion similaire à pour conséquence de multiplier toutes les profondeurs optiques par  $1,22 \pm 0,03$  pour les angles photométriques considérés ici (angles d'incidence solaire entre  $55^\circ$  et  $75^\circ$ , géométries d'observation proches de la visée nadir). Utiliser la fonction de phase de Tomasko et al. et l'albédo de simple diffusion utilisé par ces auteurs (0,937) conduit à un facteur multiplicatif plus grand (1,36) associé à une dispersion plus importante ( $\pm 0,1$ ). Ce faible albédo de simple diffusion correspond cependant à une valeur irréaliste de la réflectance d'une tempête de poussière de profondeur optique infinie (0,27) comparé aux observations ( $> 0,4$ ). Utiliser la fonction de Henyey-Greenstein avec un albédo plus faible (0,966) correspondant à l'hypothèse qu'OMEGA surestime de 10% la réflectance des tempêtes de poussière conduit à un facteur multiplicatif de  $1,02 \pm 0,005$ . Nous concluons de cette analyse qu'un changement d'hypothèse sur les paramètres optiques des aérosols conduirait à la multiplication de toutes les profondeurs optiques par un facteur constant de l'ordre de 1 à 1,3. Cette étude donne une estimation des incertitudes absolues sur la profondeur optique. Les variations spatiales et temporelles sont quand à elles fiables car elles dépendent faiblement des hypothèses sur les paramètres optiques (simple facteur multiplicatif).

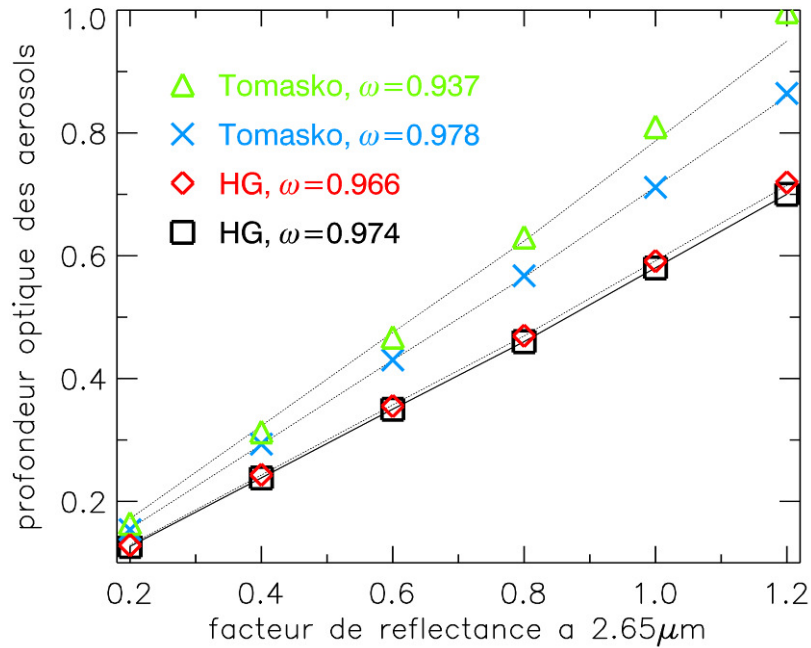


Figure IV-5 : Influence des hypothèses sur les paramètres optiques des aérosols. Les carrés noirs correspondent à la relation entre la profondeur optique des aérosols et le facteur de réflectance à 2,64 μm pour une incidence solaire de 65°, une visée nadir et les paramètres optiques utilisés pour établir les cartes d'aérosols. Utiliser la fonction de phase de Tomasko et al. (1999) (croix bleues) et/ou une autre valeur pour l'albédo de simple diffusion (losanges rouges et triangles verts) à pour conséquence de multiplier les profondeurs optiques modélisées par un facteur environ constant (traits fins) :  $1,02 \pm 0,005$  pour les losanges rouges,  $1,23 \pm 0,01$  pour les croix bleues et  $1,36 \pm 0,05$  pour les triangles verts.

#### IV.1.3.c Impact des autres contributeurs à 2,64 μm

Nous modélisons la profondeur optique en supposant que la totalité du signal mesuré à 2,64 μm provient des aérosols. Ceci implique une contribution nulle de la surface, alors qu'elle peut atteindre 1% selon la rugosité de la surface (voir Chapitre III, section 3). Cette approximation conduit à une surestimation de la profondeur optique de 0,05 au maximum.

La bande d'absorption de la vapeur d'eau centrée sur 2,56 μm a été étudiée à plusieurs reprises dans les données OMEGA ([58], [155]) : les ailes de cette bande s'étendent jusqu'à 2,64 μm, ce qui affecte nos résultats. La quantité de vapeur d'eau dans l'atmosphère varie durant le printemps et l'été de l'hémisphère sud aux hautes latitudes sud, atteignant un maximum entre  $L_S 270^\circ$  et  $L_S 300^\circ$  [216]. La bande à 2,56 μm varie simultanément, atteignant un maximum de 10% de profondeur au centre de la bande. Cela correspond à une absorption maximum de 5% à 2,64 μm, soit à une sous-estimation de 5% au maximum de la profondeur optique. Ces absorptions sont observées lorsque la totalité de la couche de vapeur d'eau est explorée (photons atteignant la surface) ; les photons analysés ici ont été diffusés par les aérosols avant d'atteindre la surface, ce qui réduit leur trajet dans la vapeur d'eau. De récentes observations ont de plus montré que la vapeur d'eau est confinée près de la surface en comparaison du  $CO_2$  atmosphérique [219]. Les profondeurs optiques modélisées à 2,64 μm sont donc sous-estimées.



de quelques % au maximum en raison de la bande d'absorption de la vapeur d'eau centrée sur  $2,56 \mu\text{m}$ .

#### IV.1.3.d Etude de la corrélation avec les angles photométriques

La lumière diffusée par les aérosols dépend fortement de la géométrie d'observation. La profondeur optique qui fait face aux photons incidents est par exemple inversement proportionnelle au cosinus de l'angle d'incidence solaire. Les angles d'incidence et d'émergence varient de manière importante pour les observations OMEGA de la calotte sud. Nous avons vérifié qu'il n'y avait pas de corrélations suspectes entre la profondeur optique modélisée et les angles photométriques (Figure IV-6). Aucune corrélation n'est observée avec l'angle d'émergence (Figure IV-6a). Des profondeurs optiques faibles ( $0,2 - 0,3$ ) sont obtenues pour tous les angles d'incidence solaire (Figure IV-6b). L'absence de fortes profondeurs optiques ( $> 0,3$ ) pour les fortes incidences peut s'expliquer par une dépendance de la profondeur optique avec la latitude et l'altitude. Les diagrammes obtenus avec la fonction de phase de Tomasko et al. sont similaires à ceux obtenus avec la fonction de phase utilisée ici pour établir les cartes (Ockert-Bell et al.) : aucune corrélation évidente n'est observée. L'utilisation d'une fonction de phase isotrope, donc irréaliste, aboutit à une légère relation entre la profondeur optique et l'angle d'incidence (Figure IV-6d).

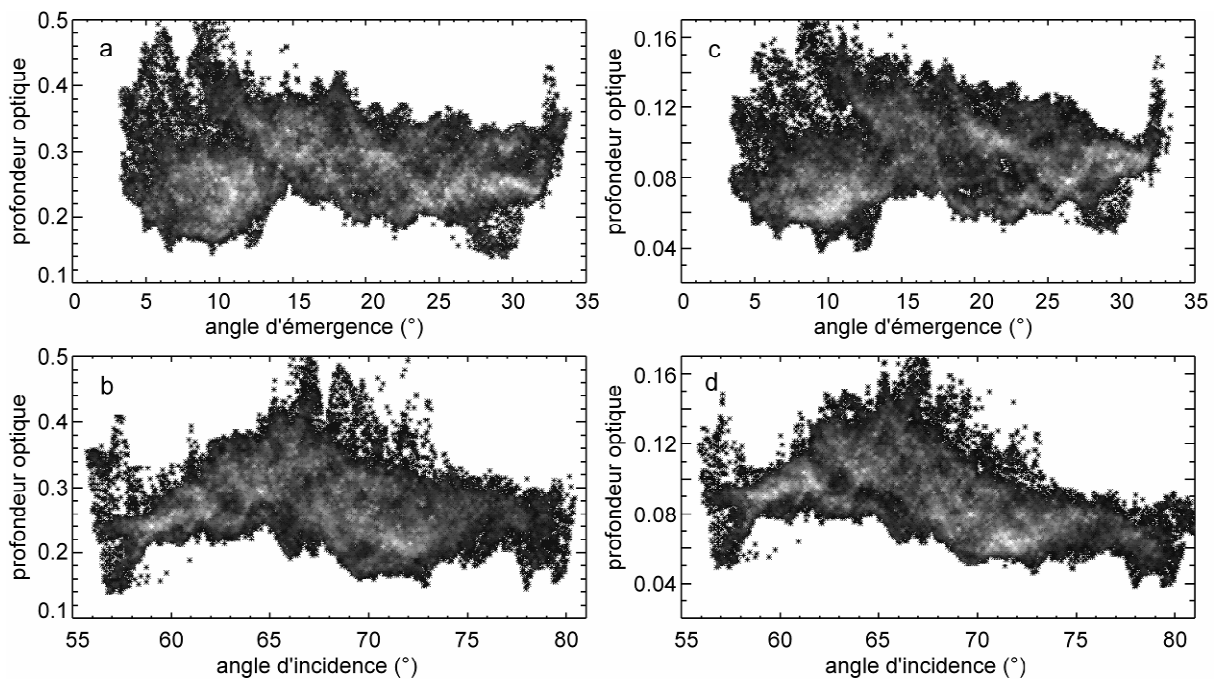


Figure IV-6 : Diagramme de corrélation entre la profondeur optique modélisée et un angle photométrique pour l'orbite n° 1781 ( $L_S 224,5^\circ$ ). La densité de points va de noir à blanc. (a) et (b) : paramètres optiques utilisés dans cette étude. (c) et (d) : fonction de phase isotrope et albédo de 0,932. (a) et (c) : angle d'émergence. (b) et (d) : angle d'incidence. Aucune corrélation n'est observée pour notre jeu de paramètre. On distingue une légère corrélation entre la profondeur optique et l'angle d'incidence solaire lorsque la fonction de phase isotrope est utilisée (d).

## IV.2. Cartographie : printemps et été 2005

Les observations des régions polaires australes de Mars obtenues par OMEGA en 2005 (entre  $L_S$  180° et  $L_S$  340°) sont utilisées ici pour réaliser la cartographie de la profondeur optique d'aérosols à 2,64  $\mu\text{m}$ . D'autres contraintes s'ajoutent à celles évoquées précédemment pour la réalisation de ces cartes. Il faut retirer des observations utiles celles contenant des signatures spectrales de glace d'eau à 1,5  $\mu\text{m}$  ou à 3  $\mu\text{m}$ , car nous utilisons des paramètres optiques qui correspondent à des aérosols de poussière. Des nuages de glace d'eau sont détectés par OMEGA sur les observations antérieures à  $L_S$  220°, excepté au dessus de la calotte permanente. Après  $L_S$  290°, la calotte de glace de  $\text{CO}_2$  est réduite à la calotte permanente et OMEGA réalise des observations à haute résolution de faible largeur spatiale en raison de la faible altitude de Mars Express. Nous avons donc cartographié la profondeur optique d'aérosols entre  $L_S$  220° et  $L_S$  290° sur l'ensemble de la calotte (Figure IV-7, Figure IV-8 et Figure IV-9). La profondeur optique au dessus de la calotte permanente est déterminée sur une période plus importante allant de  $L_S$  180° à  $L_S$  340° (Figure IV-10). L'écart temporel entre deux images varie entre un jour et une semaine.

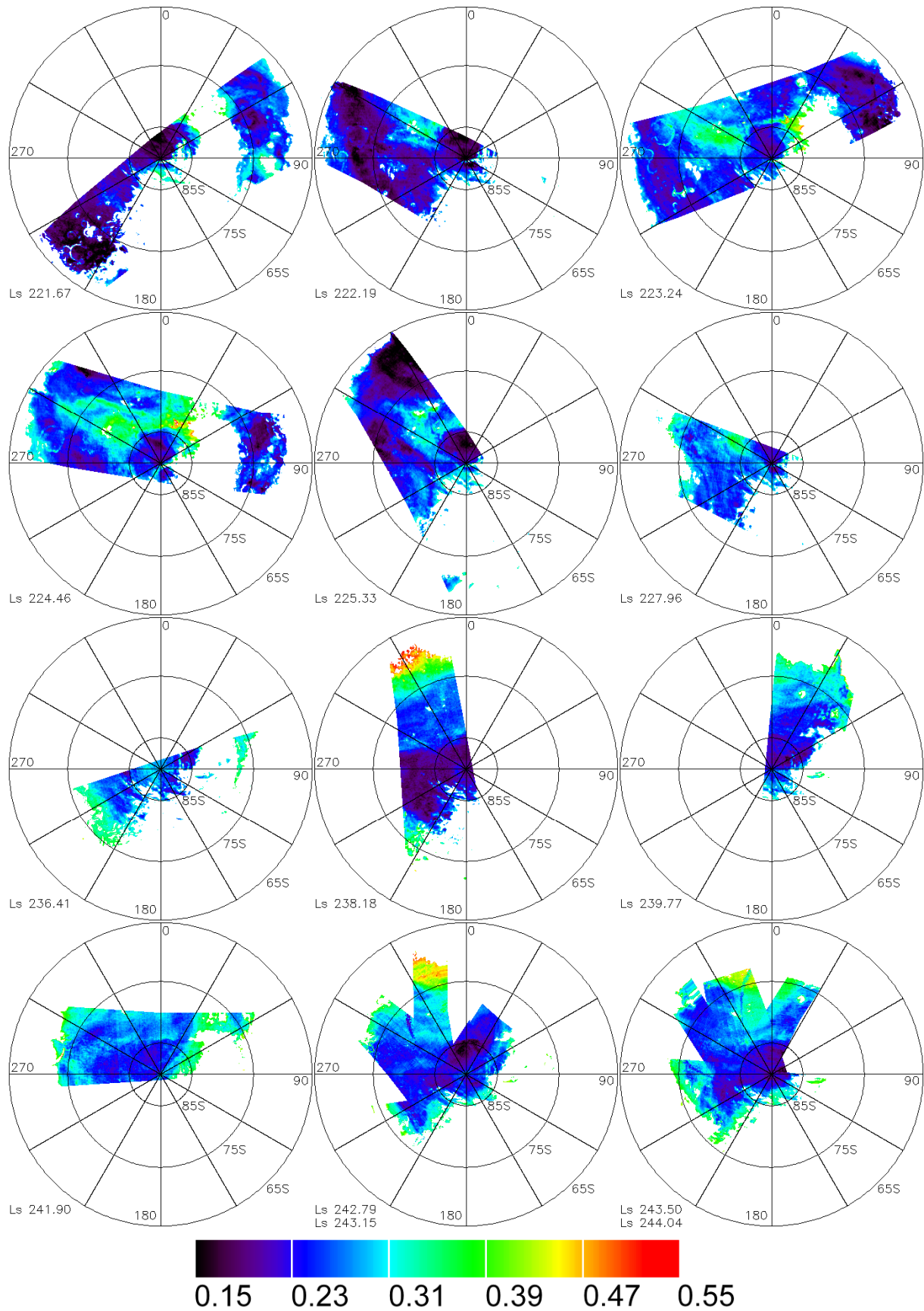


Figure IV-7 : Cartes de la profondeur optique de la poussière atmosphérique à 2,64 μm entre L<sub>S</sub> 221,7° et 244,0°.

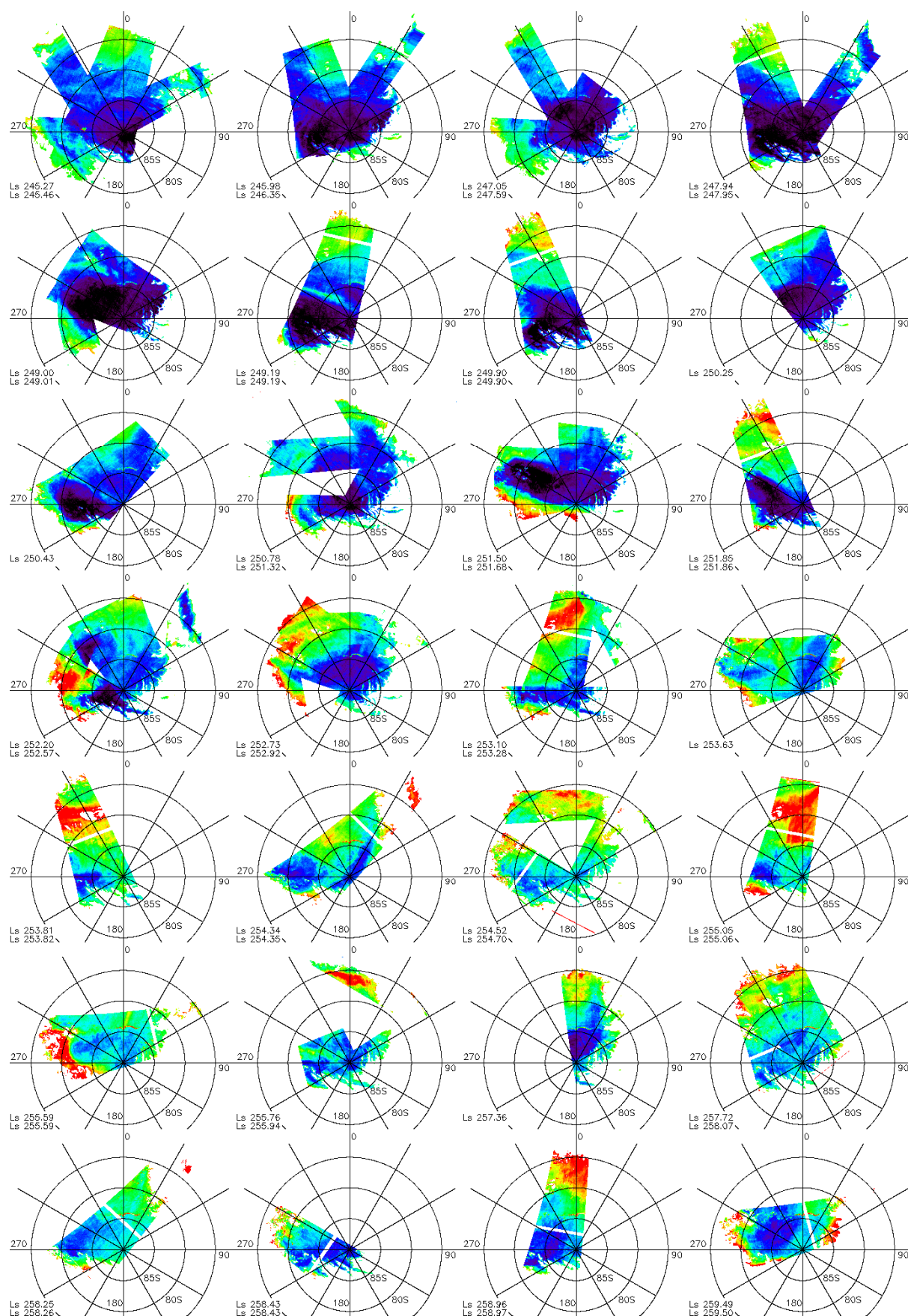


Figure IV-8 : Cartes de la profondeur optique de la poussière atmosphérique à 2,64 μm entre  $L_s$  254,3° et  $L_s$  259,5°. L'échelle de couleurs est similaire à celle de la Figure IV-7.



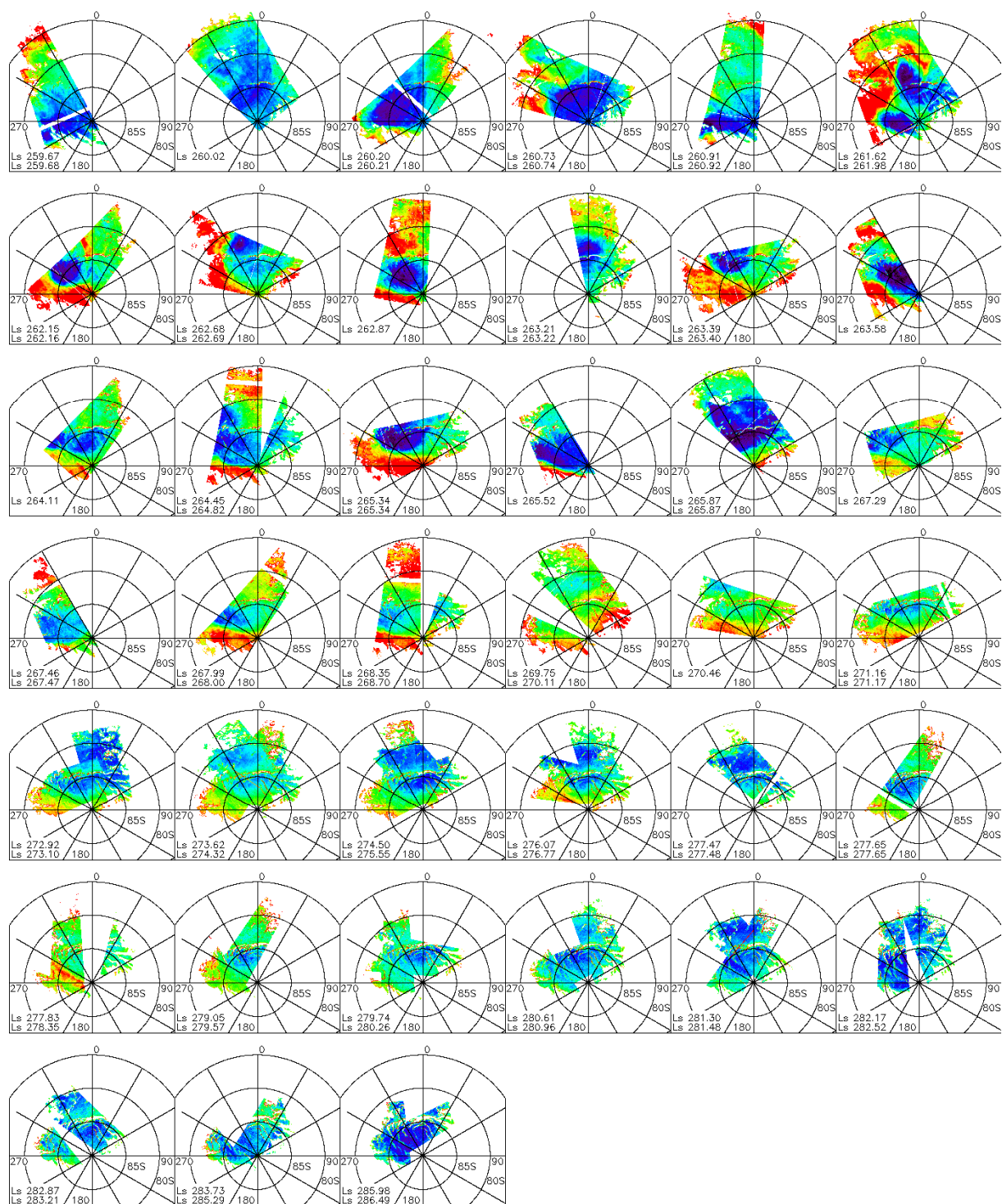


Figure IV-9 : Cartes de la profondeur optique de la poussière atmosphérique à  $2,64 \mu\text{m}$  entre  $L_S 259,7^\circ$  et  $L_S 286,5^\circ$ . L'échelle de couleurs est similaire à celle de la Figure IV-7.

### IV.3. Discussion des résultats

#### IV.3.1. Variations spatiales et temporelles

La tendance moyenne de l'évolution temporelle de la profondeur optique est la suivante :

- Une faible profondeur optique entre  $L_S$  180° et  $L_S$  250° ( $\tau(2,64 \mu m) = 0,1 - 0,2$ , Figure IV-7 et Figure IV-10a).
- Une augmentation de la profondeur optique entre  $L_S$  250° et  $L_S$  270° ( $\tau(2,64 \mu m) = 0,3 - 0,6$ , Figure IV-8 et Figure IV-9).
- Une diminution jusqu'à  $L_S$  310° (Figure IV-9 et Figure IV-10a)
- Une forte et rapide augmentation de la profondeur optique entre  $L_S$  310° et  $L_S$  320° (de 0,1 à 0,6, Figure IV-10a).
- Une diminution jusqu'à  $L_S$  340° (Figure IV-10a).

Cette évolution temporelle au dessus de la calotte permanente sud (355°E, 87°S, altitude : 4,7 km) est comparée sur la Figure IV-10a à la profondeur optique d'aérosols mesurée simultanément à 0,88  $\mu m$  par le Rover « Opportunity » situé à 1,95°S, 354,5°E [140]. Les valeurs de profondeurs optiques mesurées par Opportunity sont multipliées par un facteur 0,5 pour tenir compte de la différence en longueur d'onde (voir IV.5.1.a) et par un facteur 0,6 pour tenir compte de la différence d'altitude de 6,2 km (I.1.3.b). Cette mise à l'échelle est approximative, en raison notamment de la variabilité du rapport  $\tau(1\mu m)/\tau(2.6\mu m)$  qui sera mise en évidence au chapitre V. Nous comparons également sur la Figure IV-10 nos mesures avec les observations TES obtenues durant l'année martienne précédente (2003-2004, soit l'année martienne n°26 [40]). La profondeur optique d'aérosols n'est pas déterminée par TES aux hautes latitudes sud avant  $L_S$  250°. Les nuages absorbants observés par MOLA [175] correspondent principalement à la poussière atmosphérique. Les observations aux niveaux des régions polaires sud durant l'année martienne 24 sont disponibles à la fois avant et après  $L_S$  250° (Figure IV-10c). Les profondeurs optiques dans l'UV obtenues à partir des observations nadir SPICAM en 2005 [187] sont aussi comparées aux résultats d'OMEGA (Figure IV-10a). Entre  $L_S$  250° et  $L_S$  340°, les profondeurs optiques modélisées à partir des données OMEGA, SPICAM, PanCam et TES sont parfaitement cohérentes entre elles : la profondeur optique entre  $L_S \sim 250^\circ$  et  $L_S \sim 270^\circ$  augmente dans les régions polaires sud alors qu'elle diminue aux latitudes équatoriales. Après  $L_S$  270° la profondeur optique près du pôle sud décroît simultanément avec celle des latitudes moyennes, en atteignant des niveaux plus faibles. A  $L_S \sim 315^\circ$  la profondeur optique augmente fortement sur de larges régions de la planète incluant les hautes latitudes sud.

Les données OMEGA montrent une augmentation de la profondeur optique de poussière atmosphérique aux bords de la calotte saisonnière durant la récession (Figure IV-7, Figure IV-8 et Figure IV-9). Ceci est en accord avec les mesures TES et MOLA (Figure IV-10), ainsi qu'avec les observations de tempêtes de poussière par MOC [26]. L'augmentation de la profondeur optique aux latitudes moyennes observée à  $L_S$  220° – 230° par MOLA, TES et

PanCam n'est pas observée par OMEGA au voisinage du pôle sud. Ceci est cohérent avec les observations MOLA.

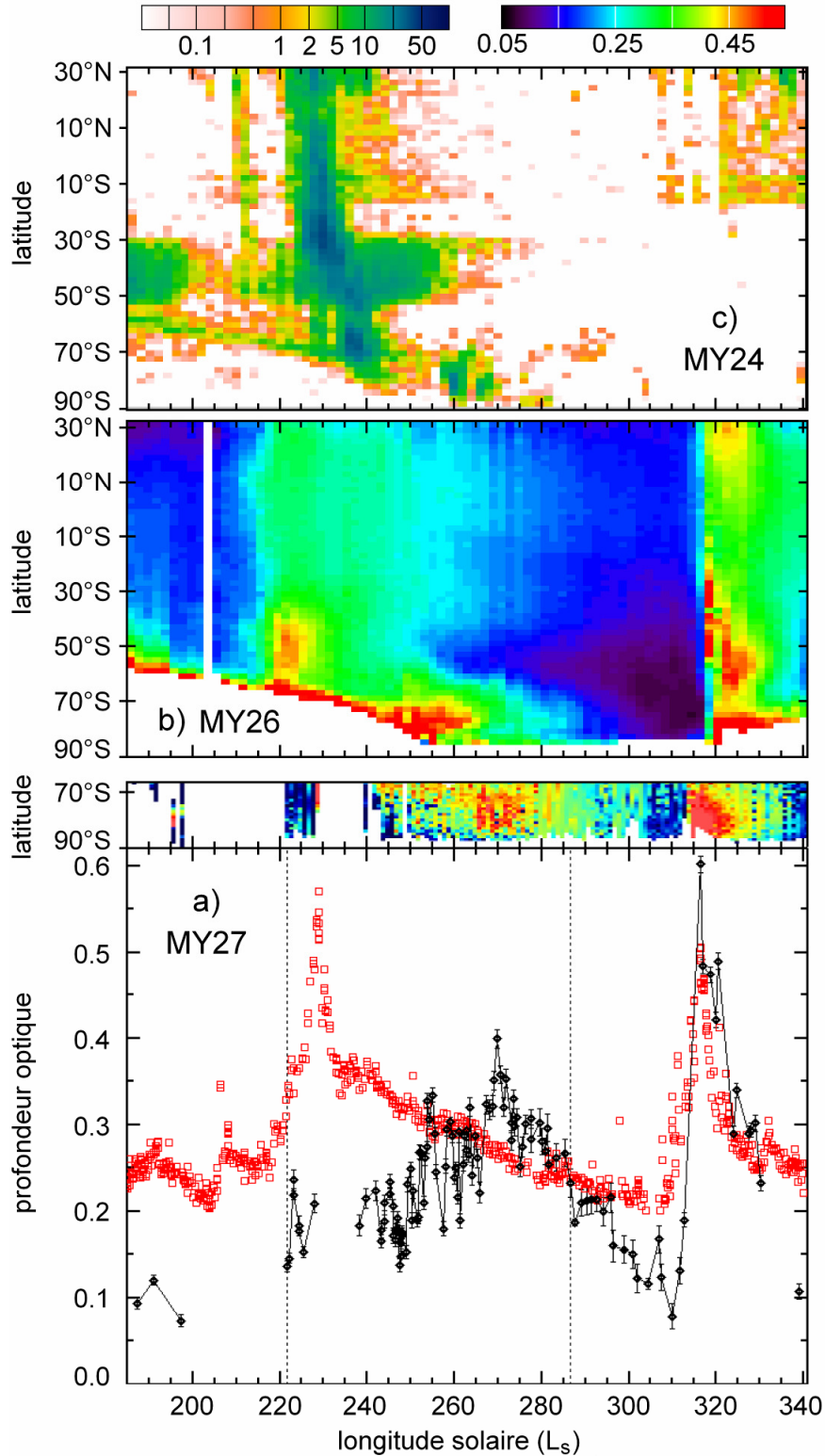


Figure IV-10 : Comparaison à d'autres jeux de données entre  $L_s$  185° (équinoxe de printemps) et  $L_s$  340° (fin de l'été). (a) losanges noirs : profondeurs optiques déterminées avec notre méthode à partir des données OMEGA de la calotte permanente (87° S, 355° E) durant l'année martienne 27 (2005) ; les barres d'erreur relative dues au bruit de

l'instrument sont indiquées (voir discussion en section IV.1.3.a). (a) carrés rouges : profondeurs optiques mesurées à  $0,88\ \mu\text{m}$  par PanCam/Opportunity [140] durant l'année martienne 27, multipliées par un facteur 0,3. (a) carte : profondeurs optiques UV déduites des observations SPICAM [187] durant l'année martienne 27 (le code de couleur de bleu à rouge correspond à des profondeurs optiques de 0 à 1). (b) Profondeurs optiques TES à  $9,3\ \mu\text{m}$  et 6,1 mbar durant l'année martienne 26 [217] ; l'échelle de couleur correspondante est indiquée en haut de la figure. (c) densité de nuage absorbant en % déterminée à partir des données MOLA durant l'année martienne 24 [175]. Les lignes pointillées sur la figure (a) délimitent la zone de  $L_S$  couverte par la cartographie (Figure IV-7, Figure IV-8 et Figure IV-9).

De fortes variations de profondeur optique sont observées par OMEGA sur des échelles spatiales et temporelles faibles (quelques dizaines de kilomètres, quelques jours). Un nuage de poussière dont la forme et la position change dans le temps est observé à l'intérieur de la calotte saisonnière sur le jeu de quatre observations séparées de deux jours obtenues au milieu du printemps (Figure IV-11). Ce résultat est en accord avec les nuages passagers de quelques centaines de kilomètre d'étendue observés par TES à cette époque [122]. L'évolution temporelle de la profondeur optique est représentée sur la Figure IV-12 pour trois régions représentatives de la calotte. Des variations importantes de la profondeur optique, spécifique à une région donnée, sont observées en quelques jours. Un zoom sur une région où la profondeur optique chute d'un facteur supérieur à trois en un jour est montré sur la Figure IV-13. L'évolution temporelle du spectre apparent (Figure IV-13b, augmentation du continuum et diminution de la réflectance au fond des bandes) se modélise par une forte diminution de la profondeur optique d'aérosols : de 0,7 à 0,2 en un jour ( $\Delta L_S\ 0,6^\circ$ ). Les spectres de surface obtenus après avoir enlevé la contribution des aérosols sont similaires. Des variations spatiales de la profondeur optique du même ordre de grandeur (facteur 3) sont observées sur quelques dizaines de kilomètres (Figure IV-13a).

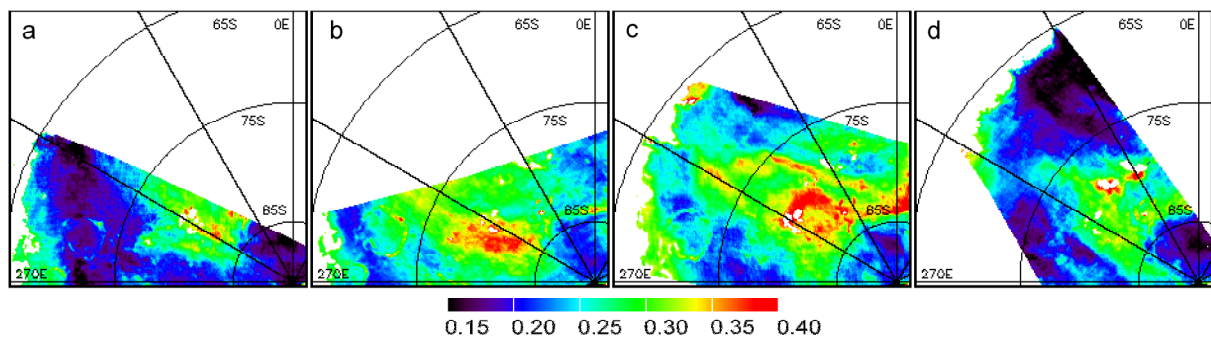


Figure IV-11 : Observation d'un nuage passager (zoom extrait de la Figure IV-7). Quatre cartes de la profondeur optique ont été obtenues avec environ deux jours martiens entre chaque observation (a,  $L_S\ 222,2^\circ$  ; b,  $L_S\ 223,2^\circ$  ; c,  $L_S\ 224,5^\circ$  ; d,  $L_S\ 225,3^\circ$ ). La profondeur optique varie d'un facteur supérieur à deux durant cette période.

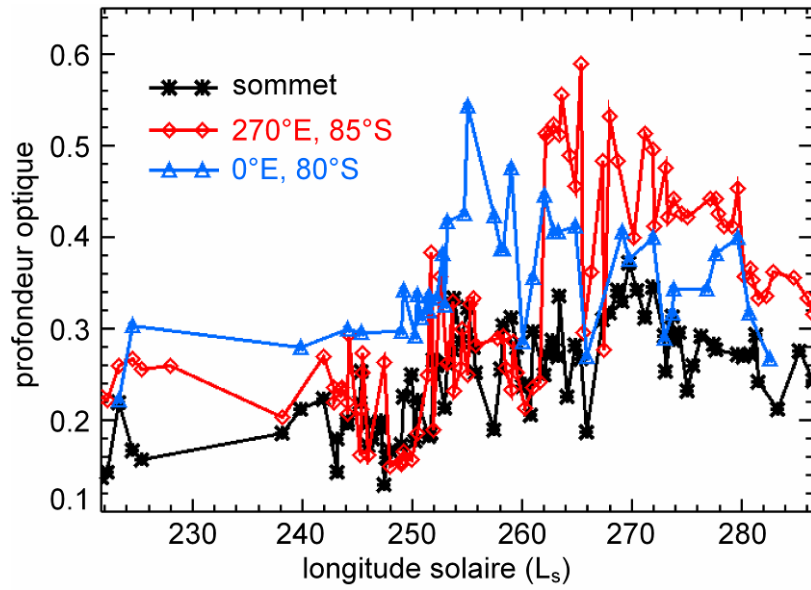


Figure IV-12 : Variations temporelle de la profondeur optique pour trois régions : le sommet de la calotte, à  $0^{\circ}$  E,  $87^{\circ}$  S (étoiles noires), et deux régions encore couvertes de glace après le solstice d'été, à  $270^{\circ}$  E,  $85^{\circ}$  S (losanges rouges) et  $0^{\circ}$  E,  $80^{\circ}$  S (triangles bleus).

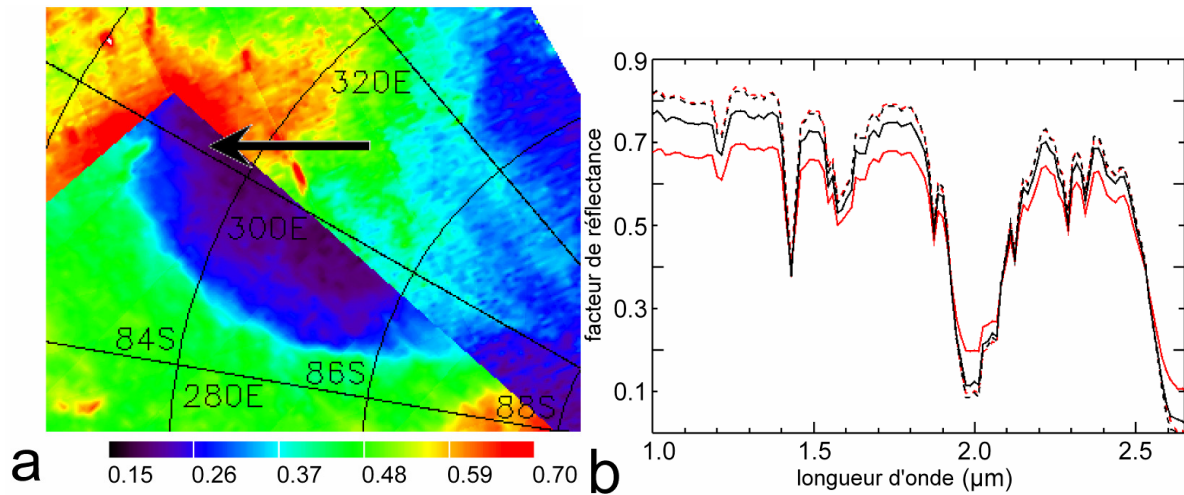


Figure IV-13 : (a) Carte de la profondeur optique d'aérosols à  $L_s 262,2^{\circ}$  superposée à une carte obtenue un jour avant, à  $L_s 261,6^{\circ}$ . L'incidence solaire est proche de  $60^{\circ}$  dans les deux cas. La flèche indique une région ( $300,9^{\circ}$  E,  $83,5^{\circ}$  S) où la profondeur optique décroît de 0,73 (rouge) à 0,21 (violet) en un jour. (b) spectres proche infrarouge observés (traits pleins) de la région indiquée par la flèche à  $L_s 261,6^{\circ}$  (rouge) et  $L_s 262,2^{\circ}$  (noir). Les spectres de la surface obtenus après avoir enlevé la contribution des aérosols sont presque identiques (pointillés).

#### IV.3.2. Corrélation avec l'altimétrie

Pour étudier la répartition latérale et verticale de la poussière, nous avons réalisé des diagrammes de corrélation entre la profondeur optique et l'altitude de la surface (I.1.3.b). Un



de ces diagrammes est représenté sur la Figure IV-14 pour une observation acquise lors de la période de forte activité des poussières atmosphériques ( $L_S$  250° – 270°). Deux composantes se dégagent de ce diagramme. Une première composante diffuse peut être modélisée par une diminution exponentielle de la profondeur optique avec une hauteur d'échelle de 11,5 km. Cette hauteur d'échelle a été mesurée auparavant pour la poussière aux latitudes moyennes à  $L_S$  14° [139] et à  $L_S$  338° [255] pour des températures atmosphériques similaires [217]. La seconde composante correspond à des fortes concentrations localisées de la quantité de poussière, sans rapport avec la topographie. Ces régions correspondent à des nuages de poussière observés aux bords de la calotte. Un second diagramme est présenté sur la Figure IV-15 : il correspond à la période  $L_S$  220° – 230°. A cette époque une troisième composante est observée : au niveau des régions externes de la calotte (cercle voisin de 70° de latitude sud), la profondeur optique d'aérosols est significativement inférieure à celle que l'on attend d'une poussière bien mélangée avec les gaz atmosphériques, ce qui implique l'existence d'un mécanisme local provoquant une diminution de la quantité de poussière atmosphérique. Sur le jeu précédent d'observations de la calotte obtenu par OMEGA, à  $L_S \sim 190^\circ$ , des aérosols de glace d'eau sont détectés autour de 70° de latitude sud [134]. Les modèles de circulation atmosphérique générale prédisent de fortes précipitations de glace d'eau dans ces régions à cette période ([71], [163]). La forte corrélation spatiale entre ces nuages de glace d'eau, observés à  $L_S$  190°, et les zones où la quantité de poussière est faible, observées à  $L_S$  220° alors qu'il n'y a plus de nuage de glace, peut s'expliquer par un lessivage de l'atmosphère du à la condensation de la glace d'eau (I.2.3.a). L'observation à cette période par OMEGA de spectres de surface pouvant s'expliquer par un mélange intra de poussières dans la matrice de glace de  $CO_2$  contaminée par de la glace d' $H_2O$  tend à confirmer cette interprétation (voir par exemple Figure IV-2, spectre bleu, et [134]).

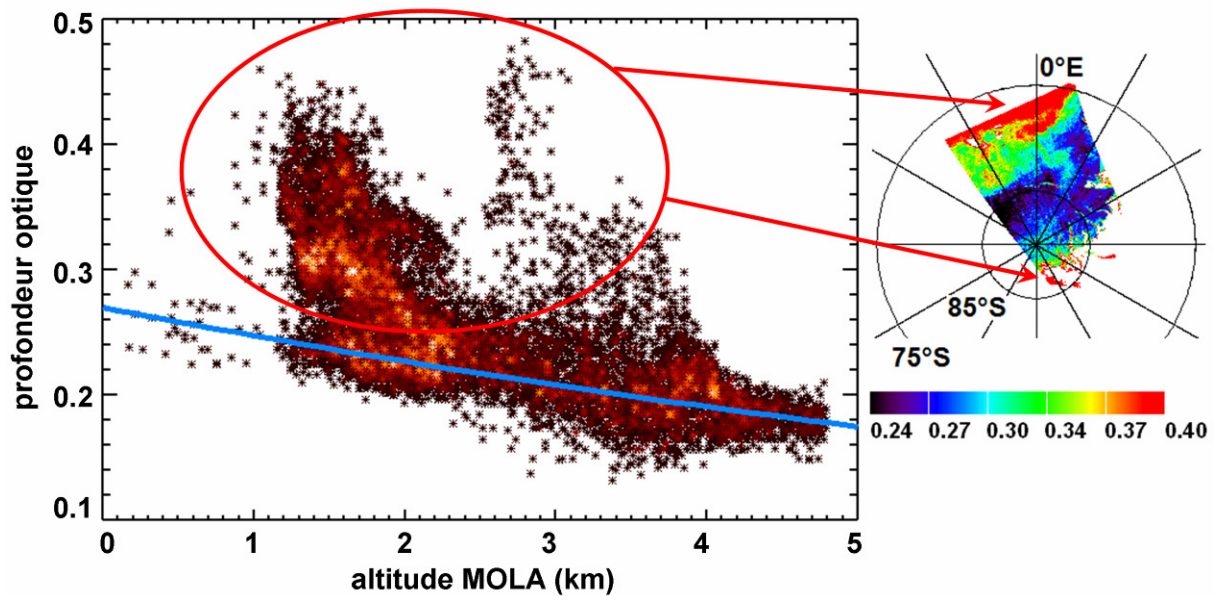


Figure IV-14 : (gauche) profondeur optique d'aérosols à 2,64  $\mu m$  en fonction de l'altitude à  $L_S$  250,3°. Le codage de couleurs de rouge sombre à orange clair correspond à la densité de points. La fonction  $\tau = \tau_0 \exp(-h/11,5)$  correspondant à de la poussière bien mélangée aux gaz atmosphériques est représentée en bleu. (droite) Carte de la profondeur optique d'aérosols mise à l'échelle 0 km à l'aide de la fonction précédente. Une première composante

de la poussière observée au dessus de la calotte à la même hauteur d'échelle que l'atmosphère (en bleu). Des augmentations localisées de la profondeur optique sont observées aux bords de la calotte (rouge, tempêtes locales).

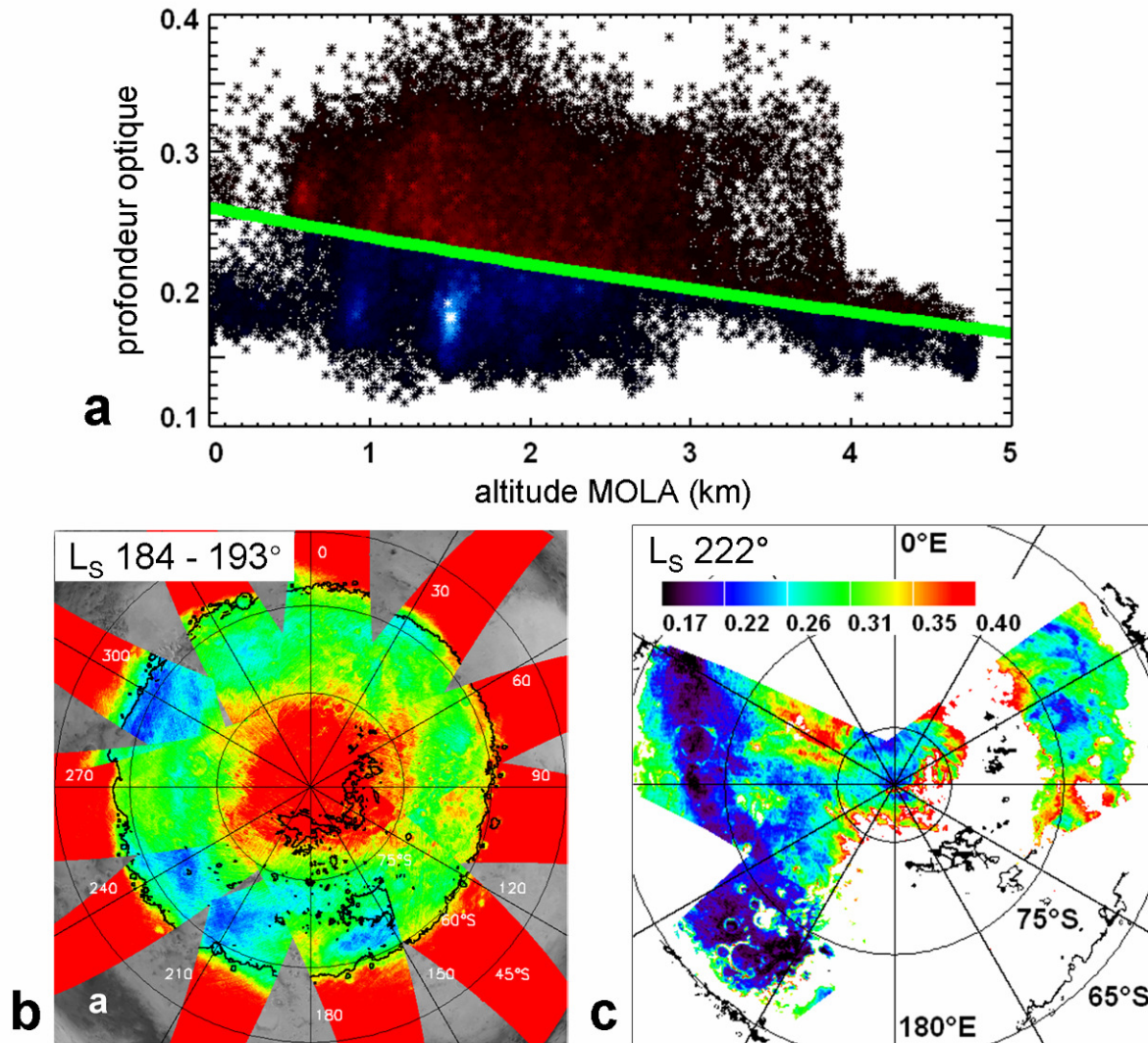


Figure IV-15 : (a) Diagramme de corrélation entre la profondeur optique des aérosols de poussière et l'altitude MOLA à  $L_S 222^\circ$ . La densité de points va des couleurs sombres aux couleurs claires. La fonction  $\tau = \tau_0 \exp(-h/11.5)$  correspondant à de la poussière bien mélangée aux gaz atmosphériques est représentée en vert. Cette ligne sépare les points en rouge où la profondeur optique est supérieure (nuage de poussière) des points en bleu où la profondeur optique est inférieure. (b) Carte des nuages des petits grains de glace d'eau dans les aérosols à  $L_S 190^\circ$  (figure 30 de l'article Langevin et al., 2007 [134]). (c) Carte de la profondeur optique d'aérosols mise à l'échelle 0 km à l'aide de la fonction précédente. Des profondeurs optiques d'aérosols inférieures à celle attendues d'une atmosphère où la poussière est mélangée aux gaz (en bleu sur (a) et (c)) sont observées dans les régions externes de la calotte à  $L_S 222^\circ$ . Des aérosols de glace d'eau ont été observés dans ces régions sur le jeu d'observations OMEGA précédent, à  $L_S \sim 190^\circ$  (b). La limite de la calotte est indiquée par une ligne continue noire sur les figures (b) et (c).

#### IV.4. La tempête de poussière de l'été 2007

La calotte polaire sud de Mars a été observée par OMEGA une seconde fois durant le printemps et l'été de l'hémisphère sud, en 2007. Le péricentre de l'orbite de Mars Express était alors proche du pôle sud : les observations de la surface étaient donc effectuées avec une grande résolution spatiale, mais une faible couverture spatiale. Cartographier les aérosols à partir de ce type d'observations ne présente que peu d'intérêt. L'année 2007 a cependant été marquée par une tempête de poussière globale survenue autour du mois de juillet ( $L_S$  270°, soit le solstice d'été sur Mars). Il est donc intéressant de déterminer l'évolution temporelle de la profondeur optique en un point, au dessus de la calotte permanente (Figure IV-16). L'évolution de la profondeur optique observée en 2007 est similaire à celle de 2005 avant la tempête de poussière : la profondeur optique augmente entre  $L_S$  185° et  $L_S$  265°, depuis de très faibles valeurs (0,05 – 0,10) jusqu'à 0,35. La tempête de poussière globale initiée aux latitudes moyennes à  $L_S$  265° se propage en quelques jours jusqu'au pôle sud. Ceci n'avait pas été observé en 2001 : le nuage de poussière formé par la tempête de poussière globale démarrée à  $L_S$  185° n'a pas dépassé 81°S [28]. La différence entre la profondeur optique mesurée par Opportunity au plus fort de la tempête ( $\sim 4$  à 0,9  $\mu\text{m}$ ) et celle mesurée par OMEGA au pôle sud ( $\sim 1,2$  à 2,6  $\mu\text{m}$ ) est compatible avec un facteur d'échelle correspondant à une atmosphère bien mélangée. La diminution de la quantité de poussière dans l'atmosphère au niveau du pôle sud intervient plus tôt qu'à l'équateur (décalage de 20° de  $L_S$  environ). Ce phénomène avait également été observé par Mariner 9 durant la tempête de poussière globale de 1971 [64] : l'atmosphère des régions situées au delà de 70° de latitude sud est relativement claire au cœur de la tempête, alors que le pôle sud est chargé en poussière au commencement de la tempête. Les auteurs de cette étude ont avancé deux hypothèses pour expliquer ces observations : soit la calotte sud est une zone où la poussière se dépose sans repartir, soit les vents polaires qui se forment durant la sublimation rejettent la poussière vers les latitudes tempérées [64]. Durant la brusque montée de la quantité de poussière dans l'atmosphère, au début de la tempête ( $L_S$  272°), la réflectance apparente de la glace chute fortement (de 0,80 à 0,55) ; si l'on enlève la contribution des aérosols, on retrouve deux spectres de surface identiques en 2005 et 2007 au début de la tempête (Figure IV-17). Une fois la tempête dissipée ( $L_S$  290°), il est possible d'observer la calotte sud avec une contribution similaire des aérosols en 2005 et en 2007 : même profondeur optique – environ 0,2 – et même angles photométriques (Figure IV-18). L'albédo de la glace dans le continuum a diminué en 2007, après la tempête de poussière, comparé à 2005 (de 0,75 à 0,65). Ceci semble indiquer qu'une partie de la poussière présente dans l'atmosphère au moment de la tempête s'est déposée en surface. Des études réalisées sur de la glace d'eau [121] ont montré qu'une contamination très faible de la glace en poussière pouvait suffire pour diminuer très fortement son albédo dans le continuum. De telles diminutions de l'albédo de la calotte sud (- 20%) associées à des dépôts de poussière sur la glace ont également été observées après la tempête de poussière globale de 2001 [28].



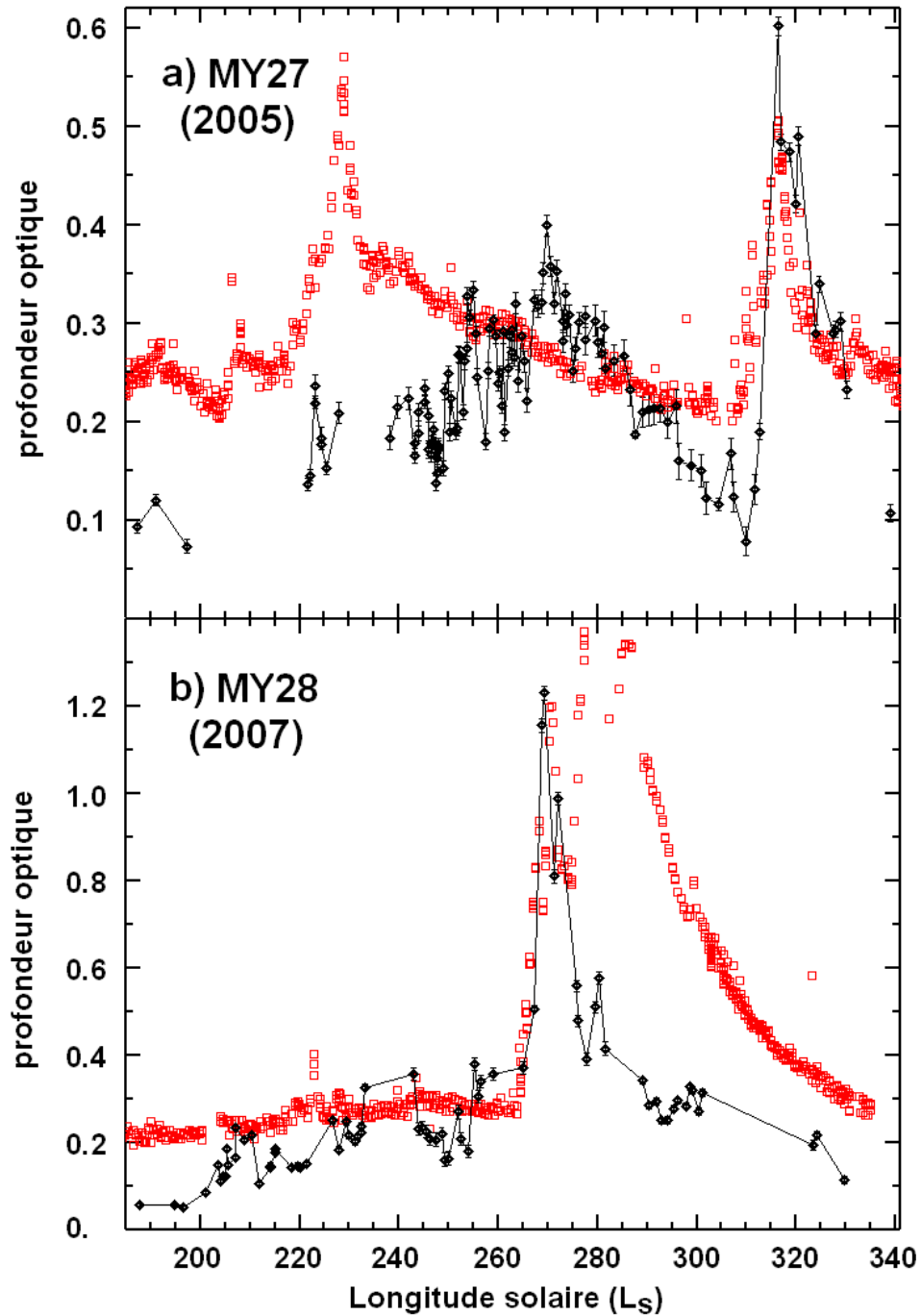


Figure IV-16 : (losanges noirs) profondeurs optiques déterminées avec notre méthode à partir des données OMEGA de la calotte permanente (point d'altitude le plus élevé :  $87^{\circ}$  S,  $355^{\circ}$  E) durant l'année martienne 27 (a) et 28 (b) ; les barres d'erreur relative dues au bruit de l'instrument sont indiquées. (carrés rouge) : profondeurs optiques mesurées à  $0,88 \mu\text{m}$  par PanCam/Opportunity [139], multipliées par un facteur 0,3. L'axe des ordonnées est différent sur les deux graphes.

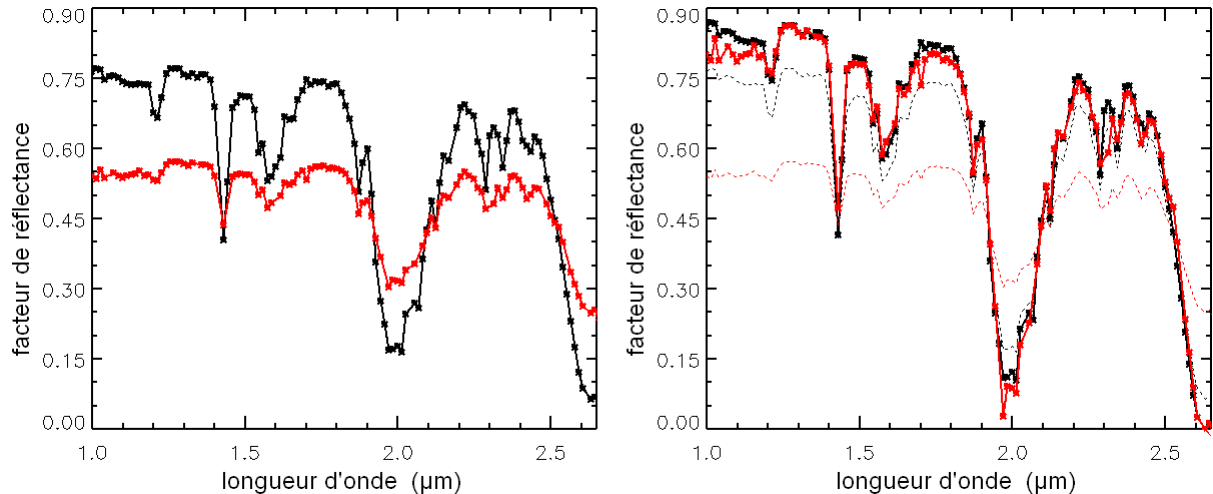


Figure IV-17 : (Gauche) : spectres observés à 301°E, 84°S à  $L_S$  272° en 2005 (noir) et 2007 (rouge). La forte profondeur optique observée en 2007 à 2,64  $\mu\text{m}$  (1,7, contre 0,4 en 2005) réduit fortement la réflectance apparente dans le continuum (de 0,75 à 0,55) et la profondeur des bandes d'absorption de la glace de  $\text{CO}_2$ . (Droite) : En utilisant la profondeur optique déduite du niveau de réflectance à 2,64  $\mu\text{m}$  et la pente des aérosols typique de l'hémisphère sud (voir section IV.5.1.a), on obtient des spectres de surface quasiment identiques en 2005 et en 2007 au début de la tempête.

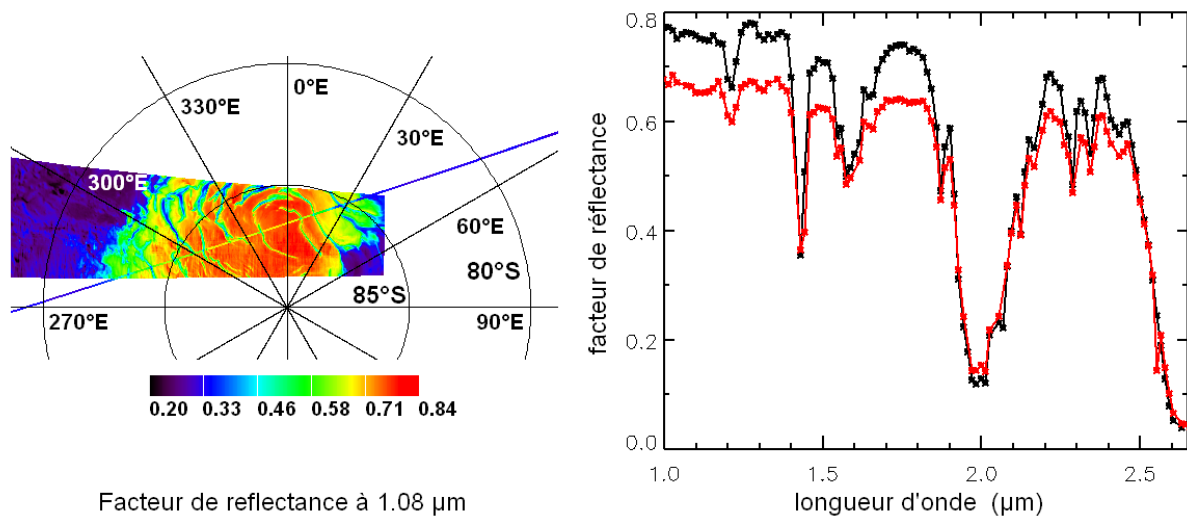


Figure IV-18 : Comparaison entre les observations OMEGA de la calotte sud réalisées en 2005 et 2007 à  $L_S$  290°. Gauche : carte du facteur de réflectance à 1,08  $\mu\text{m}$  ; une observation fine obtenue en 2007 est superposée à une observation large obtenue en 2005. Droite : spectre observé à 86,5°S, 3°E (noir : 2005 ; rouge : 2007). Les angles photométriques sont similaires. La profondeur optique des aérosols en 2007 à ce  $L_S$  est redescendue à des niveaux similaires à ceux observés en 2005 à la même époque ( $\sim 0,2$ , voir Figure IV-16) : les niveaux de réflectance à 2,64  $\mu\text{m}$  sont similaires. L'albédo de la glace est cependant significativement plus faible en 2007 qu'en 2005 (-10%), ce qui indique que de la poussière s'est déposée en surface.

## IV.5. Détermination de la réflectance de surface au pôle sud après correction de la contribution des aérosols

### IV.5.1. Observations OMEGA

#### IV.5.1.a Propriétés spectrales des aérosols au pôle sud

Nous venons de déterminer la profondeur optique d'aérosols à 2,64  $\mu\text{m}$  au dessus des zones couvertes de glace propre de  $\text{CO}_2$ . Pour corriger l'ensemble du spectre proche infrarouge mesuré par OMEGA, il faut connaître la relation liant la profondeur optique à 2,64  $\mu\text{m}$  à la profondeur optique des autres longueurs d'onde. Nous avons pu déterminer les propriétés spectrales typiques de la profondeur optique d'aérosols au niveau de la calotte sud grâce à deux méthodes différentes. Après l'équinoxe de printemps, nous observons une diminution de la quantité de poussière atmosphérique (Figure IV-10). Six observations consécutives d'un terrain sombre proche de la calotte ont été obtenues par OMEGA entre  $L_s$  270° et  $L_s$  300°. Les angles photométriques sont constants durant ces six observations. La réflectance de ce terrain sombre diminue avec le temps, en accord avec la baisse de la profondeur optique caractéristique de cette époque. En prenant pour référence le dernier spectre de cette séquence, obtenu avec la plus faible contribution d'aérosols, on peut rechercher la profondeur optique supplémentaire nécessaire pour expliquer les 5 observations obtenues avec une contribution plus importante des aérosols (Figure IV-19). Les 5 spectres de profondeurs optiques obtenus sont compatibles avec un rapport de profondeurs optiques  $\tau(1\mu\text{m})/\tau(2.65\mu\text{m})$  valant  $1,9 \pm 0,2$ . L'autre méthode utilisée pour estimer les variations spectrales de la profondeur optique est basée sur l'observation par OMEGA au milieu de l'hiver d'une épaisse couche de glace transparente [133]. Le trajet optique de chaque photon pénétrant dans une telle couche de glace est important car il n'y pas d'évènements diffusifs à l'intérieur de la couche (I.2.3.c). La glace observée par OMEGA présente 3 bandes d'absorptions saturées : à 1,43  $\mu\text{m}$ , à 2  $\mu\text{m}$  et à 2,64  $\mu\text{m}$ . Un exemple typique de spectre de glace transparente observé par OMEGA est reproduit sur la Figure IV-20. Le signal dans les trois bandes saturées n'atteint pas zéro, de manière similaire à ce que l'on observe pour la bande à 2,64  $\mu\text{m}$  uniquement sur le reste de la calotte (cf. III.5). Il n'y a pas d'observations à différentes incidences disponibles pour cette région ; on ne peut donc pas appliquer la méthode présentée au Chapitre III pour déterminer si la réflectance au fond des bandes vient de la surface ou des aérosols. Nous pouvons cependant remarquer que le signal à 2,64  $\mu\text{m}$ , si on suppose qu'il provient uniquement des aérosols, s'explique par une profondeur optique très faible : 0,1. Il s'agit donc probablement d'une glace faiblement contaminée en poussière, l'essentiel du signal dans les bandes saturées provenant des aérosols. Le facteur de réflectance au fond des trois bandes saturées peut être reproduit par une faible quantité d'aérosols possédant la dépendance spectrale déterminée sur la Figure IV-19 (Figure IV-20). L'angle d'incidence solaire est élevé (80°), cependant pour les faibles profondeurs optiques en jeu (0,1 – 0,2), l'ensemble de la couche d'aérosols est explorée, et non pas uniquement les hautes

altitudes (voir Chapitre II, section II.4.3). La relation  $\tau(1\mu\text{m})/\tau(2.65\mu\text{m})=1.9$  semble donc caractéristique des aérosols observés sur la calotte sud.

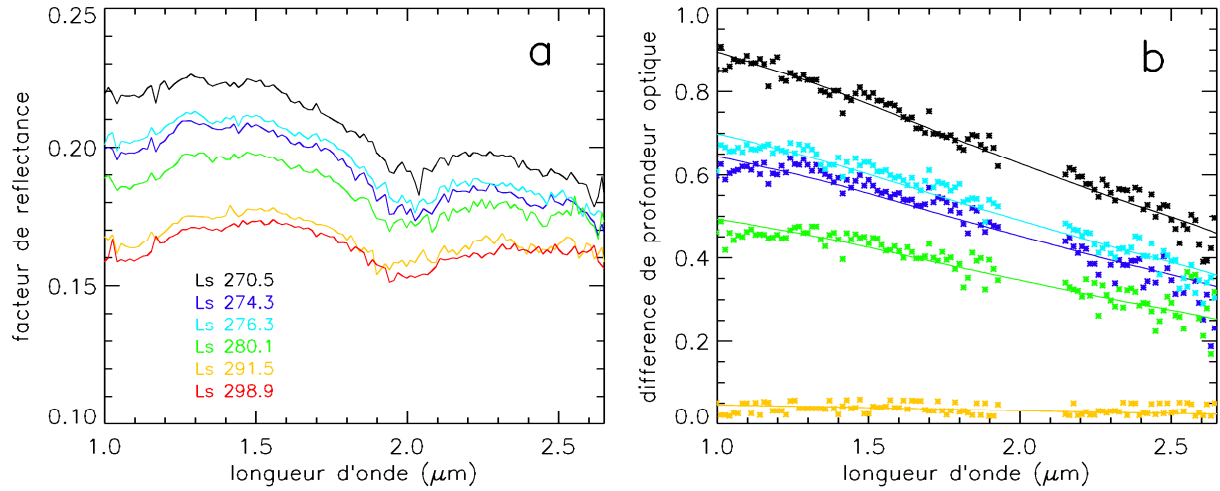


Figure IV-19 : (a) 6 observations successives d'une région sombre (75,4° E, 77,2° S) entre  $L_s 270^\circ$  et  $L_s 300^\circ$ , lorsque la profondeur optique d'aérosols décroît. La géométrie d'observation est constante ( $i \sim 54^\circ$ ). (b) Différences de profondeur optique déduites du modèle entre l'observation rouge ( $L_s 298,9^\circ$ ) est les observations précédentes avec une contribution des aérosols plus importante (étoiles). La même variation de la profondeur optique avec la longueur d'onde appliquée à différentes profondeurs optiques à  $1 \mu\text{m}$  (traits pleins) permet de modéliser de façon satisfaisante les 5 observations entre  $L_s 270^\circ$  et  $L_s 292^\circ$ . Le même code de couleur est utilisé entre (a) et (b). La région vers  $2 \mu\text{m}$  correspond aux fortes absorptions atmosphériques du  $\text{CO}_2$  et n'est pas indiquée.

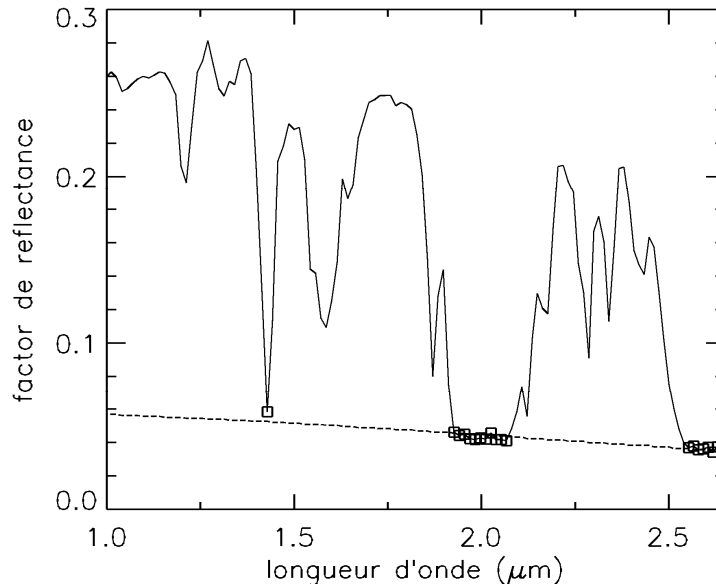


Figure IV-20 : Spectre en réflectance d'une glace transparente de  $\text{CO}_2$  (spectre d'une région à  $60^\circ \text{S}$  et  $0^\circ \text{E}$ , moyenné entre  $L_s 136^\circ$  et  $L_s 147^\circ$ ). L'angle d'incidence solaire est de  $80^\circ$ , l'émergence est nulle ( $0^\circ$ ). La ligne pointillée correspond à la contribution en réflectance des aérosols au dessus d'une surface absorbante si l'on suppose la variation de la profondeur optique avec la longueur d'onde déduite de la Figure IV-19.

#### IV.5.1.b Correction des cartes d'albédo

L'albédo de la glace de CO<sub>2</sub> qui couvre les régions polaires sud de Mars varie spatialement et temporellement. Plusieurs auteurs ont analysé les causes et les conséquences des variations d'albédo observées ([47], [109], [210]). L'albédo de la glace de CO<sub>2</sub> est un des paramètres des modèles de circulation générale [71]. L'albédo bolométrique  $A$  peut être estimé à partir du facteur de réflectance  $R_{1.08\mu m}$  en utilisant la relation  $A = 0.812 \times R_{1.08\mu m} + 0.009$  [210]. Nous avons vu précédemment que la diffusion de la lumière par les aérosols, qui favorise les grands angles d'émergence, réduit l'albédo apparent de la glace de CO<sub>2</sub> observée en pointage proche du nadir. Les surfaces brillantes ont un  $R_{1.08\mu m}$  entre 0,7 et 0,8 ; cette réflectance observée à travers les aérosols apparaît réduite de 10% à 20% selon la quantité d'aérosols et les angles photométriques (voir aussi [109], table 2). Des différences sont ainsi visibles au niveau du recouvrement des différentes traces qui constituent les mosaïques globales de  $R_{1.08\mu m}$  réalisées par OMEGA [134]. Pour corriger les cartes de  $R_{1.08\mu m}$ , nous allons utiliser les mesures de profondeur optique à 2,64  $\mu m$  au dessus des zones couvertes de glace propre et la mesure du plus proche voisin pour les autres régions. Les résultats sont représentés sur la Figure IV-21 et sur la Figure IV-22 pour deux exemples. La plupart des problèmes de recouvrement au niveau de la glace ont disparu, ce qui confirme le rôle dominant des aérosols dans ces différences. L'utilisation d'un rapport  $\tau(1\mu m)/\tau(2.65\mu m)$  constant pour toute la période permet une correction efficace. Au niveau des régions sombres les résultats sont nettement moins satisfaisants : certaines différences entre traces proches augmentent. Ceci n'est pas surprenant car nous utilisons la profondeur optique des régions glacées proches alors que nous venons de souligner la forte variabilité de la concentration en poussière dans l'atmosphère sur quelques dizaines de kilomètres. Cette méthode a été utilisée par Frédéric Schmidt et ses collaborateurs [210] dans leur étude de l'effet de l'albédo de la calotte sur sa récession à partir des données OMEGA.

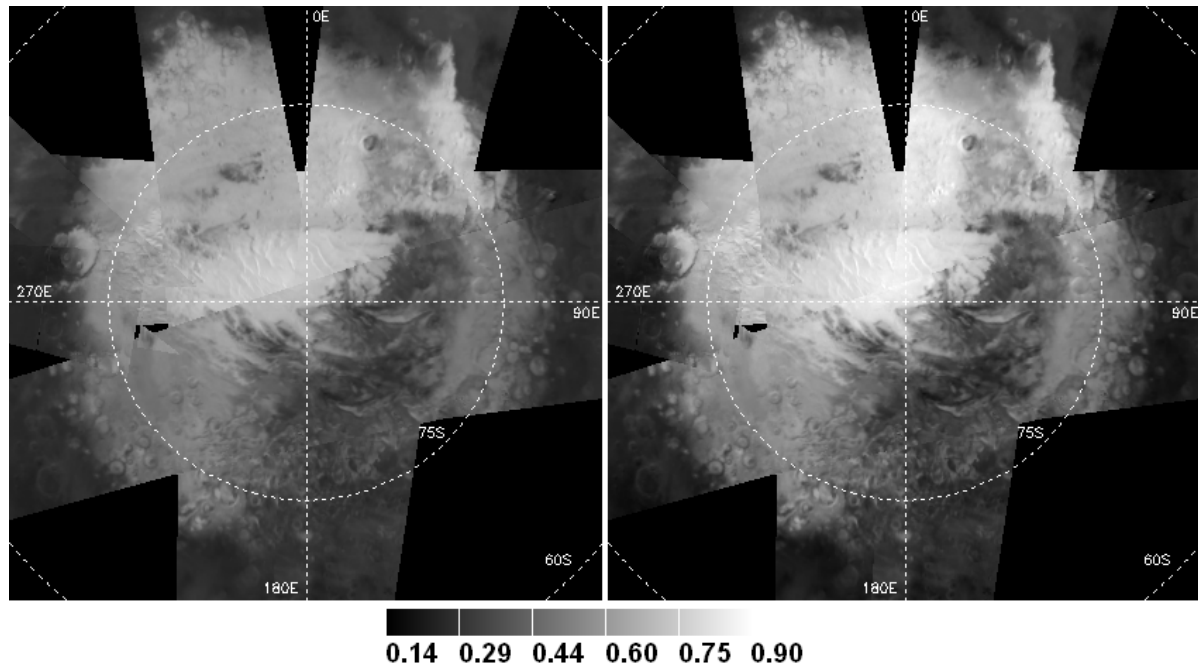


Figure IV-21 : Carte d'albédo de la calotte sud de Mars construite à partir d'observations OMEGA obtenues entre  $L_S$  236,4° et  $L_S$  241,9°. Gauche : avant correction de l'effet des aérosols. Droite : après correction.

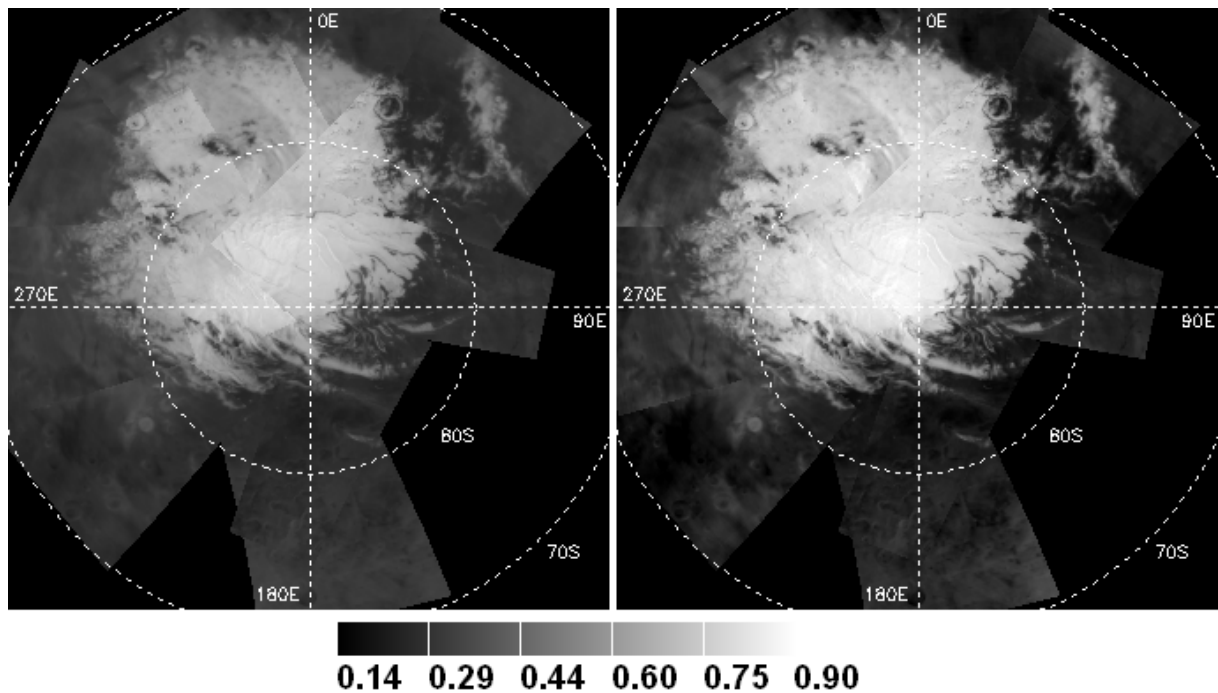


Figure IV-22 : Carte d'albédo de la calotte sud de Mars construite à partir d'observations OMEGA obtenues entre  $L_S$  261,6° et  $L_S$  262,7°. Gauche : avant correction de l'effet des aérosols. Droite : après correction.

#### IV.5.1.c Observations au terminateur : modélisation sphérique

Les régions polaires sont éclairées par des angles d'incidence solaire supérieurs à  $80^\circ$  lorsque l'on s'éloigne du solstice d'été. Certains aspects de la calotte polaire sud, comme la formation de la région cryptique à l'équinoxe de printemps, ne peuvent être observés que dans ces conditions. La contribution des aérosols à de telles observations ne peut être analysée que dans le cadre d'un modèle de transfert radiatif sphérique (voir section II.5). Le terme « terminateur » désigne la limite séparant le jour et la nuit : il correspond aux zones pour lesquelles l'angle d'incidence solaire vaut  $90^\circ$ . Cette limite ne marque cependant pas la limite des zones où il est possible d'observer la réflectance de surface, car les aérosols éclairent la surface par diffusion jusqu'à  $5^\circ$  au delà du terminateur (voir un exemple d'observation sur la Figure IV-23, et les résultats du modèle sur la Figure II-29). En atmosphère claire, les aérosols dominent également le côté jour de ces observations : la surface est éclairée à plus de 95% par des photons diffusés par les aérosols pour une incidence de  $85^\circ$ . Pour analyser les observations de Mars au voisinage du terminateur à l'aide du modèle sphérique, un troisième paramètre (en plus de l'albédo de surface et de la profondeur optique d'aérosols) entre en jeu : la distribution verticale des aérosols. En effet, la distance entre le terminateur et les dernières surfaces éclairées par les aérosols augmente avec l'altitude des aérosols. On pourra caractériser cette distribution verticale au premier ordre par une décroissance exponentielle avec une hauteur d'échelle variable selon la saison et la latitude (I.1.3.b). Au voisinage du solstice d'été nous avons vu que la hauteur d'échelle est de l'ordre de 11 km (Figure IV-14) ; lorsque l'on s'éloigne du solstice et que la température baisse, la hauteur d'échelle diminue (8 km, voir moins durant la nuit polaire [164]).

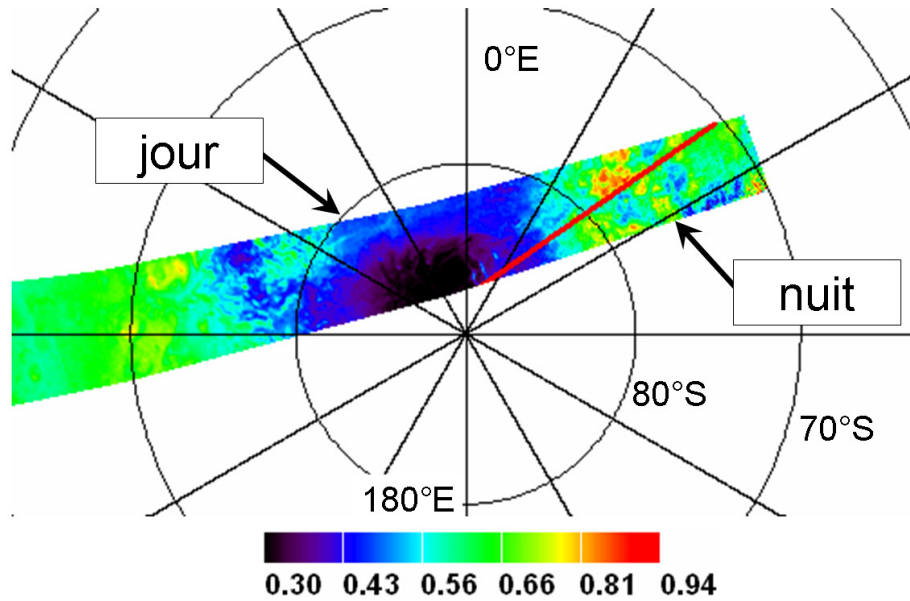


Figure IV-23 : Carte de la profondeur de la bande d'absorption à  $1,43 \mu\text{m}$  de la glace de  $\text{CO}_2$  en surface, à  $L_S 175^\circ$ . La position du terminateur est indiquée par un trait rouge. Les signatures de surface sont visibles  $5^\circ$  au delà de la limite jour/nuit.

Nous avons retiré la contribution des aérosols à deux observations de la calotte sud obtenues entre  $L_S 345^\circ$  et  $L_S 350^\circ$  au voisinage du terminateur (Figure IV-24 et Figure IV-25). Le signal à  $2,6 \mu\text{m}$  au dessus de la glace permanente de  $\text{CO}_2$  (Figure IV-24) implique une profondeur optique faible de 0,1 (similaire à celle obtenue à  $L_S 340^\circ$  sur la Figure IV-10). En utilisant cette profondeur optique sur l'ensemble de l'image, il est possible de modéliser l'albédo de surface plusieurs degrés au delà du terminateur (Figure IV-25).

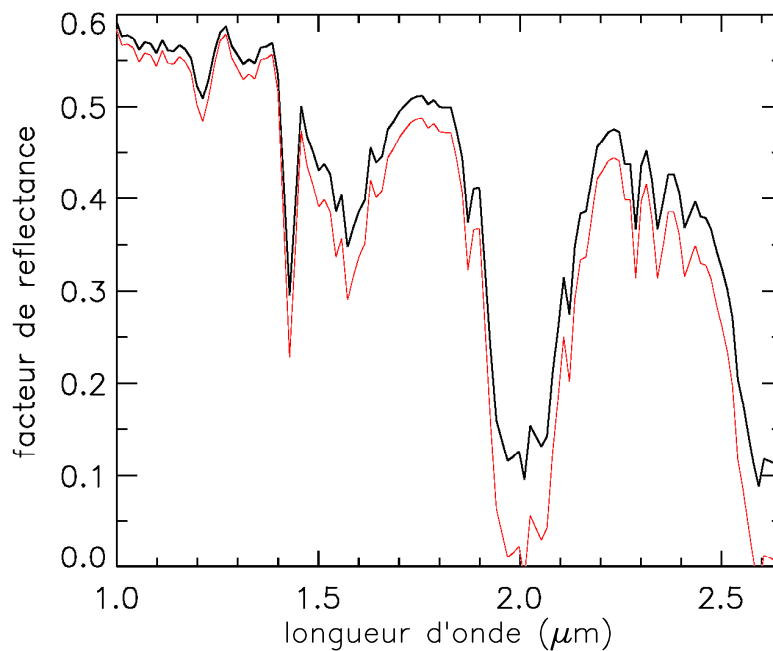


Figure IV-24 : (noir) spectre observé à  $86,5^\circ\text{S}$ ,  $260^\circ\text{E}$  à  $L_S 345,2^\circ$ . L'incidence solaire est de  $86,3^\circ$ . (rouge) spectre corrigé de la contribution des aérosols avec le modèle sphérique. La profondeur optique est faible : 0,1 à  $2,6 \mu\text{m}$ .



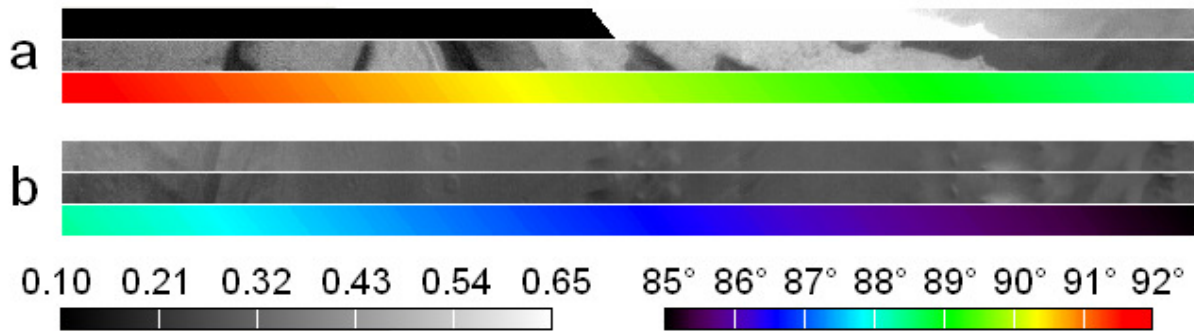


Figure IV-25 : Observation n°2547\_0 ( $L_S$  352°) traversant la calotte permanente (a puis b, de {85,7°S, 306,2E} à {82,4°S, 30,2°E}). Pour les deux blocs {a} et {b} sont représentés de haut en bas le facteur de réflectance observé (en noir côté nuit), l'albédo de surface modélisé et l'angle d'incidence (couleur). La hauteur d'échelle utilisée est de 8 km, la profondeur optique de 0,1.

## IV.5.2. Observations CRISM

### IV.5.2.a L'instrument CRISM

L'instrument CRISM (*Compact Reconnaissance Imaging Spectrometer for Mars*) à bord de la sonde *Mars Reconnaissance Orbiter* de la NASA a débuté ses observations de la planète Mars en novembre 2006 [170]. Il s'agit du troisième imageur spectral proche infrarouge à être placé en orbite autour de Mars, après ISM et OMEGA. L'instrument CRISM observe la planète entre 0,3 et 3,9  $\mu\text{m}$ . Deux principaux modes d'observation de la surface sont utilisés : le mode multispectral, avec une résolution spatiale de 100 à 200 mètres et 72 canaux spectraux en vue d'une cartographie globale de la planète, et le mode hyperspectral permettant d'imager à haute résolution spatiale (entre 14 et 19 mètres) et spectrale (0,0066  $\mu\text{m}$ ) des régions de 10×10 km. Les images basses résolution sont obtenues en visée nadir, alors que les images à haute résolution sont obtenues en pointant la cible et en l'observant avec un angle d'émergence qui varie entre le début et la fin de l'image (Figure IV-26). L'instrument CRISM réalise de manière régulière des observations d'une même zone avec différentes émergences en vue d'établir la fonction de phase en émission (« EPF », pour *Emission Phase Function*) de la zone observée, notamment lors de l'utilisation du mode hyperspectral (Figure IV-26).

### IV.5.2.b Propriétés photométriques de la surface

Le facteur de réflectance à 1  $\mu\text{m}$  observé avec une géométrie quelconque donne une estimation directe de l'albédo bolométrique uniquement si la surface diffuse la lumière selon la loi de Lambert. Si ce n'est pas le cas, le facteur de réflectance d'une même surface varie selon les angles photométriques. Dans notre jeu de données, l'émergence varie entre 0 et 40°, l'incidence entre 50° et 80°. Les jonctions entre les différentes traces composant les mosaïques de réflectance deviennent majoritairement imperceptibles une fois la contribution des aérosols enlevée (IV.5.1.b). Certaines différences persistent cependant et pourraient être liées à des écarts entre le comportement réel de la surface et le modèle idéal de Lambert.



Afin d'étudier le comportement photométrique des glaces de CO<sub>2</sub> observées au voisinage du pôle sud, nous avons analysé plusieurs séquences EPF obtenues par l'instrument CRISM à l'aide de notre modèle. La glace de CO<sub>2</sub> permet de mettre facilement à jour des effets de surface : la réflectance à 2,64  $\mu\text{m}$  est uniquement due aux aérosols, alors que la réflectance aux longueurs d'onde plus courtes (2,3  $\mu\text{m}$  par exemple) contient à la fois l'information de la surface et des aérosols. Les propriétés des aérosols à ces deux longueurs d'onde proches vont être comparables, ce qui va permettre de vérifier si le modèle – qui suppose une surface de Lambert – donne des résultats cohérents. Trois EPF obtenus par l'instrument CRISM au niveau de la calotte permanente à L<sub>S</sub> 216°, L<sub>S</sub> 223° et L<sub>S</sub> 237° ont été analysées (deux d'entre eux sont représentés sur la Figure IV-27). Durant cette période, la distance entre les interfaces diffusantes au sein de la glace décroît (Figure IV-27A.). Cette évolution pourrait provenir d'une fracturation progressive de la glace liée à l'augmentation de l'insolation solaire [134]. Au début de la période analysée, le modèle reproduit bien les variations observées à 2,6  $\mu\text{m}$  (aérosols) et à 2,3  $\mu\text{m}$  (surface + aérosols), et les variations spectrales de la profondeur optique sont cohérentes avec celles déduites des observations OMEGA. A cette époque la surface est donc très proche d'une surface de Lambert. La qualité des modélisations se dégradent progressivement pour les deux observations suivantes : alors que le modèle reproduit toujours correctement l'EPF uniquement due aux aérosols (2,6  $\mu\text{m}$ , Figure IV-27D), les variations à 2,3  $\mu\text{m}$  ne peuvent être uniquement expliquées par une surface de Lambert et des aérosols (Figure IV-27C). Un décrochage important se forme dans la profondeur optique entre 2,3  $\mu\text{m}$  et 2,6  $\mu\text{m}$ , car le modèle tente de reproduire avec des aérosols une modification de la contribution de la surface avec la phase. Ces observations démontrent que la fonction photométrique de la glace de CO<sub>2</sub> évolue lorsque sa texture change : elle est similaire à une loi de Lambert à L<sub>S</sub> 216°, puis s'en éloigne légèrement et progressivement ensuite. Ces écarts au modèle de Lambert peuvent expliquer certaines discordances entre traces dans les mosaïques globales.

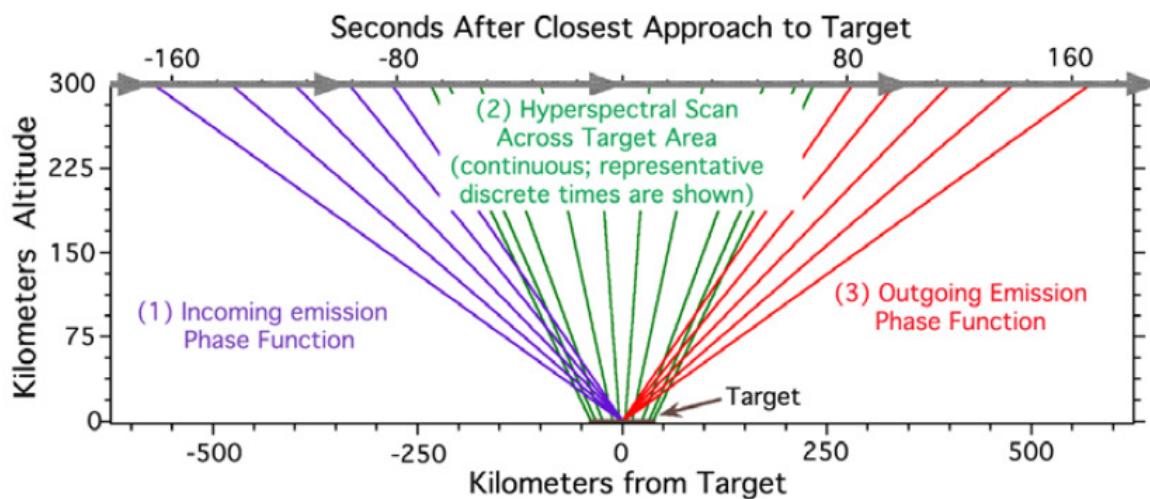


Figure IV-26 : Observation en mode hyperspectral : 10 observations à basse résolution spatiale (en bleu et rouge) sont acquises avant et après l'observation centrale à haute résolution (en vert). L'angle d'émergence varie constamment. Extrait de [170].

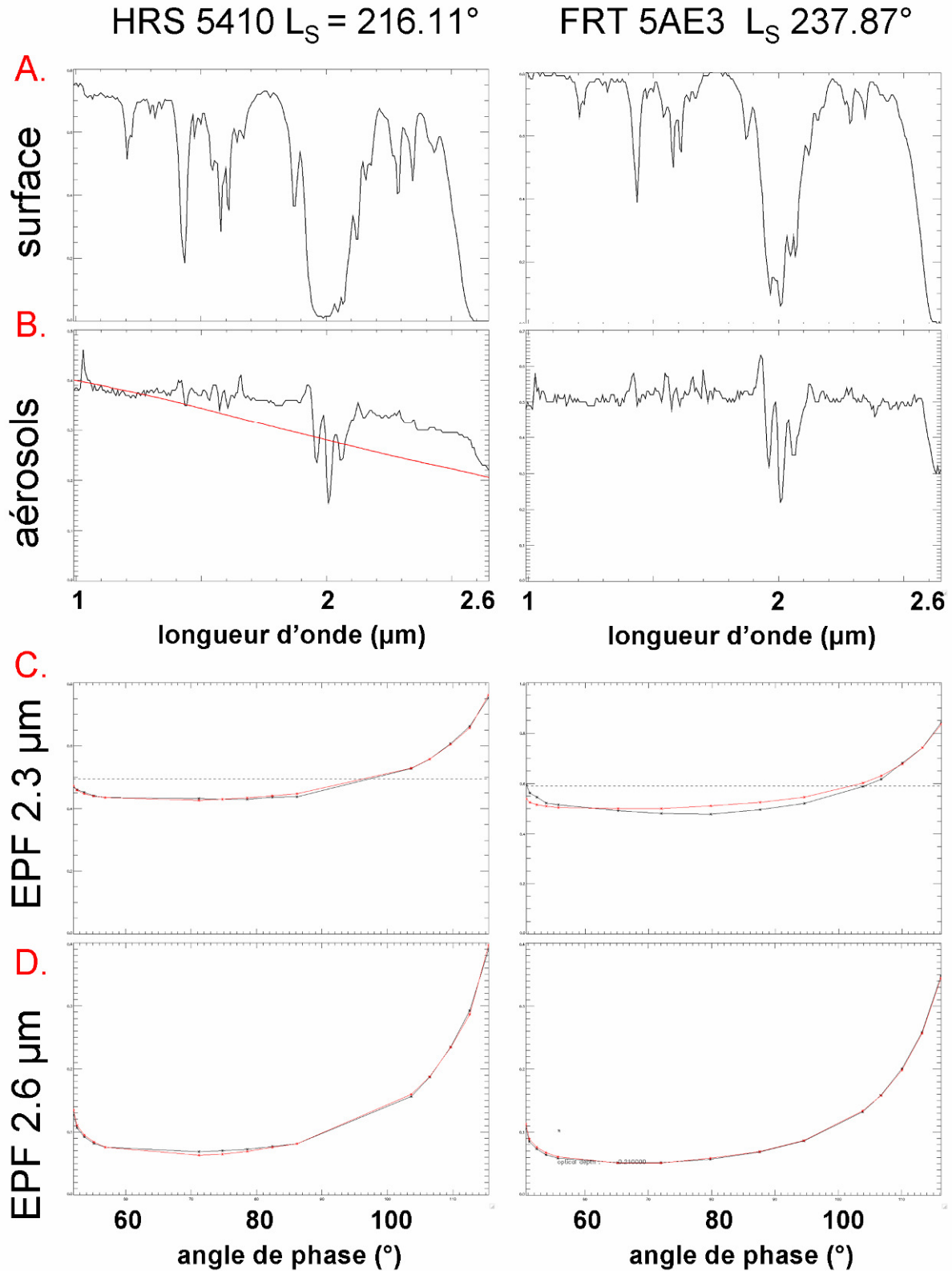


Figure IV-27: 2 observations CRISM de la calotte permanente (87°S, 320°E) sont représentées et modélisées (Gauche :  $L_S 216^\circ$  ; droite :  $L_S 238^\circ$ ). A) Spectre de réflectance de la surface issu de la modélisation. B) Profondeur optique modélisée (noir), comparée au modèle standard (rouge, voir section IV.5.1.a). C) Ajustement du modèle (en rouge) sur la courbe de facteur de réflectance de la séquence EPF à 2,3  $\mu m$  (en noir). La contribution de la

surface est importante à  $2,3 \mu\text{m}$ . D) Idem C, à  $2,6 \mu\text{m}$  (contribution de la surface nulle). Les angles photométriques sont similaires pour les deux observations (incidence solaire voisine de  $75^\circ$ ).

#### IV.5.2.c Détermination de la profondeur optique au dessus des zones qui ne sont pas recouvertes de glace « propre »

La méthode utilisée pour les observations OMEGA ne s'applique pas de manière satisfaisante lorsque nous ne sommes pas en mesure de déterminer directement la profondeur optique (IV.5.1.b). A certaines époques, de vastes zones sont concernées par cette restriction, comme la région cryptique au printemps. Les propriétés de surface peuvent être récupérées dans ce cas en utilisant les séquences EPF de l'instrument CRISM. L'observation à haute résolution n° FRT59E2 est située à  $86,4^\circ\text{S}$ ,  $99^\circ\text{E}$  (dans la région cryptique) et contient des éventails interprétés comme étant les traces de jets de  $\text{CO}_2$  gaz et de poussière (voir I.2.2.b). L'angle de phase varie au cours de l'acquisition des images haute résolution (Figure IV-26), ce qui crée des variations du facteur de réflectance aux bords de l'image : sur l'observation FRT59E2, on peut voir que le bas de l'image est anormalement brillant par rapport au haut de l'image (Figure IV-29). Nous avons modélisé la séquence EPF associée à cette observation à haute résolution (Figure IV-26). La profondeur optique obtenue est de l'ordre de  $0,3 - 0,4$  à  $2,6 \mu\text{m}$ . Une fois corrigé de l'effet des aérosols, les effets de phase entre les bords de l'image sont atténués (Figure IV-29).

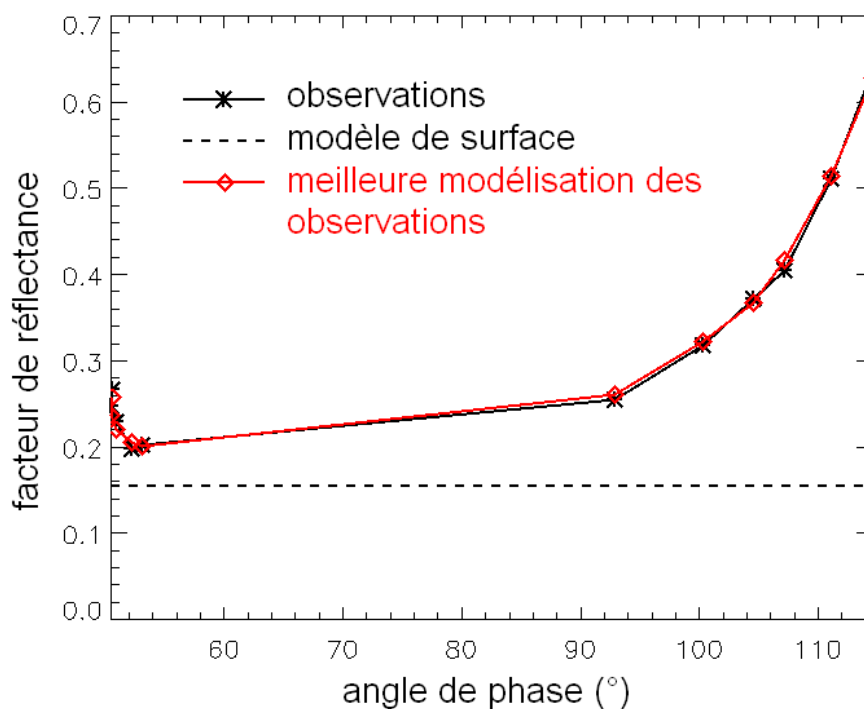


Figure IV-28 : Variation du facteur de réflectance avec l'angle de phase mesuré durant la séquence EPF n°FRT59E2 à  $2,6 \mu\text{m}$  (en noir), et modélisation obtenue (en rouge). L'albédo de surface est indiqué en pointillé.

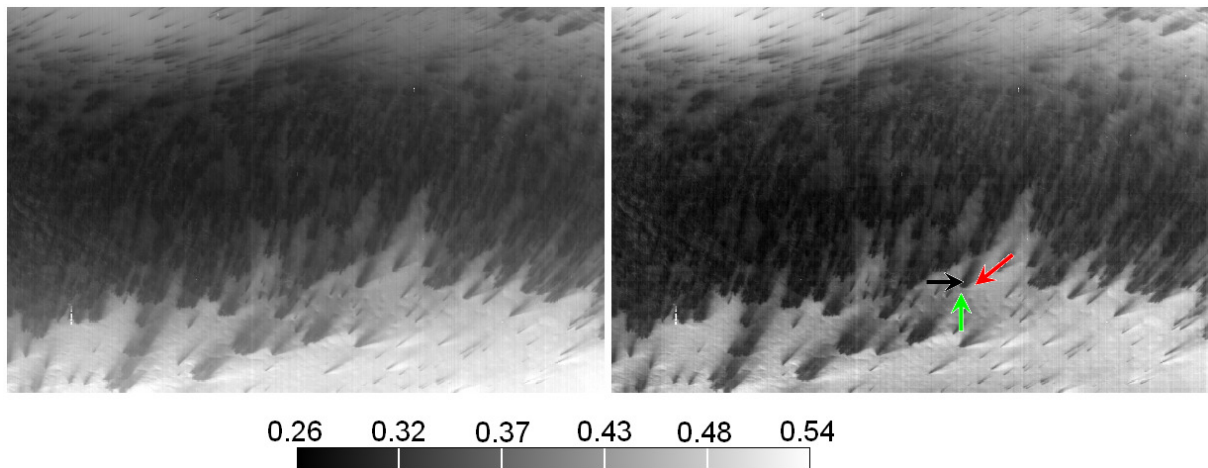


Figure IV-29 : Carte de facteur de réflectance à  $1\ \mu\text{m}$  de l'observation CRISM n°FRT59E2. Gauche : avant la correction de la contribution des aérosols. Droite : après. La position des trois spectres représentés sur la Figure IV-30 est indiquée par des flèches de couleur (noir : éventail sombre ; rouge : éventail brillant ; vert : glace entre les éventails).

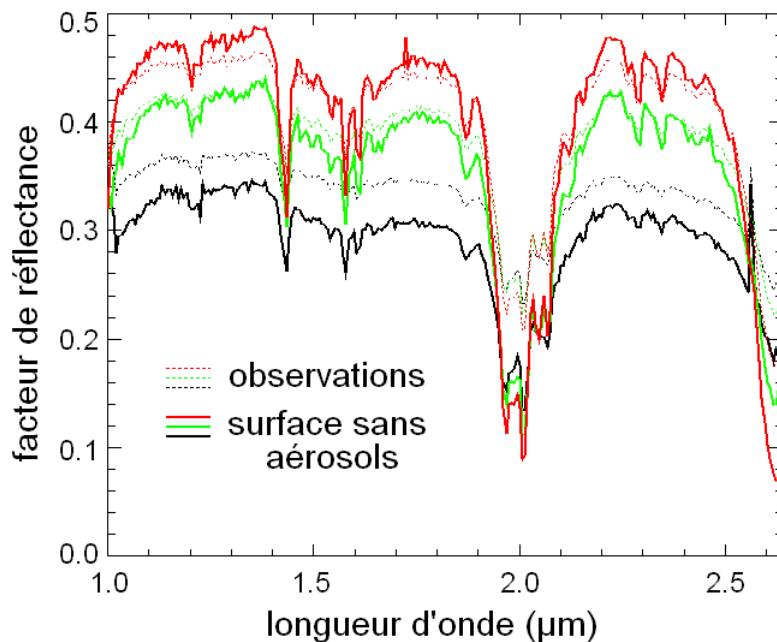


Figure IV-30 : Spectres extraits de l'observation CRISM n° FRT59E2. La position des régions analysée est indiquée sur la Figure IV-29. Les spectres observés (corrigés des absorptions par les gaz) sont indiqués en traits pointillés, les spectres corrigés de la contribution des aérosols sont indiqués en trait plein.

Trois spectres issus de cette image sont représentés sur la Figure IV-30 : le contraste entre les différents régions (éventails sombres / clairs...) est augmentés une fois la contribution des aérosols enlevée. Cette image à haute résolution montre des éventails brillants adjacents ou mêlés aux éventails sombres. Ces éventails brillants présentent les signatures spectrales de la glace de  $\text{CO}_2$ , avec des bandes d'absorption plus prononcées que pour les régions avoisinantes. Ils correspondraient à du givre de  $\text{CO}_2$  qui se condense suite aux geysers de gaz et qui se dépose en surface en suivant les motifs dessinés par le vent, comme les éventails sombres de poussière [234].

## Chapitre V

# Variations apparentes de terrains sombres de Mars : le rôle des aérosols

Nous avons mis en évidence dans les précédents chapitres le rôle important joué par les aérosols dans les variations temporelles apparentes de la réflectance des surfaces. La contribution des aérosols aux observations varie d'un jour sur l'autre, au fil des saisons et entre les différentes années martiennes. A cela s'ajoute les changements d'angles photométriques qui accompagnent souvent une séquence d'observation d'une même zone à différentes époques. La surface de Mars est caractérisée par des structures d'albédo, sombres ou claires, qui n'ont globalement pas évoluées depuis que l'homme cartographie Mars [206]. Des variations temporelles plus fines existent pourtant, dans le niveau absolu d'albédo ou dans la forme exacte des différentes régions (cf. I.3.1). Ces variations proviennent principalement de modifications dans la couverture en poussière de la surface, par le biais d'interaction avec l'atmosphère (soulèvement, précipitation) [77]. La surface de Mars apparaît brillante lorsqu'elle est recouverte de poussière, sombre lorsqu'elle en est dépourvue. Lorsque l'on observe Mars depuis l'extérieur, il faut ajouter à ces variations de surface les fortes variations dues aux aérosols. Ainsi lorsqu'une tempête de poussière globale se soulève, Mars tend vers une couleur unique, celle de ses terrains clairs, c'est-à-dire celle d'une couche de poussière de profondeur optique infinie. Cette diminution du contraste est observée pendant quelques mois après le soulèvement des tempêtes, sans que l'on sache si elle est due à une forte opacité atmosphérique rémanente ou à un dépôt global de poussière en surface ([193], [148], [28]). Cet exemple illustre les difficultés que l'on peut rencontrer lorsque l'on souhaite découpler les variations propres à la surface de celles survenant dans l'atmosphère. Nous allons dans ce chapitre étudier l'origine des variations temporelles apparentes de la réflectance des terrains sombres de Mars situés aux latitudes équatoriales à moyennes. Nous bénéficierons pour cette étude de la présence au voisinage de l'équateur martien des deux *Mars Exploration Rovers* de la NASA qui mesurent chaque jour la quantité de poussière atmosphérique depuis le début des observations OMEGA. Cette étude va nous permettre d'analyser les propriétés des aérosols et d'estimer l'importance de la précipitation de poussière en surface. Des méthodes permettant de corriger de la contribution des aérosols les observations non polaires des instruments OMEGA et CRISM seront également présentées.

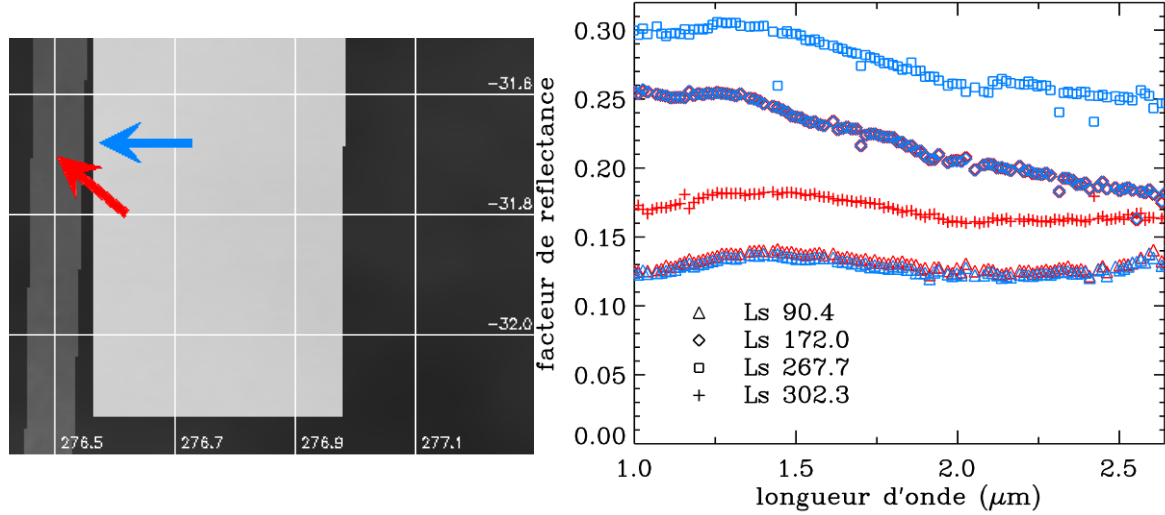
## V.1. Observations et Modélisation

### V.1.1. Construction des séquences temporelles

#### V.1.1.a Contraintes

Nous souhaitons analyser l'origine des variations temporelles de réflectance des terrains sombres situés aux latitudes équatoriales à moyennes ( $40^{\circ}\text{S} - 40^{\circ}\text{N}$ ). Nous savons déjà que les aérosols vont jouer un rôle important dans ces variations, et nous souhaitons quantifier ici ce rôle. Plusieurs contraintes doivent être considérées pour établir des séquences temporelles de spectres apparents de régions sombres :

- 1) Le planning des observations OMEGA a été conçu pour assurer au cours de la mission la couverture complète de la planète à basse résolution. Les régions particulièrement intéressantes ont été cartographiées à haute résolution ; cela représente 10% de la surface environ. La quantité de recouvrement entre observations augmente à mesure que l'on s'éloigne de l'équateur car l'orbite de Mars Express est polaire. Entre  $40^{\circ}\text{S}$  à  $40^{\circ}\text{N}$ , peu de zones étendues ont été observées plus de deux ou trois fois. Certains points de la planète, à cheval entre plusieurs traces, ont en revanche été observés une dizaine de fois. Nous allons donc non pas cartographier l'évolution temporelle de certaines régions, mais établir des séquences temporelles de spectres correspondant à certains points de la surface de Mars.
- 2) Nous avons sélectionné des régions dont la réflectance à  $1\text{ }\mu\text{m}$  est inférieure à 15%, afin d'être sensibles aux petites variations de la contribution en poussières atmosphériques ou de surface.
- 3) Nous avons restreint notre analyse aux régions pour lesquelles au moins une des observations a été obtenue avec une faible contribution de la poussière atmosphérique (profondeur optique effective –  $\tau/\cos(i)$  – inférieure à 0,6). Nous nous basons pour cela sur les mesures simultanées de profondeurs optiques réalisées par l'instrument PanCam à bord des *Mars Exploration Rovers*. Ces mesures ont été publiées pour les années 2004 à 2006 [140] ; les mesures ultérieures nous ont été communiquées par Mark T. Lemmon.
- 4) Nous avons sélectionné les régions ne présentant pas de variations topographiques significatives à la résolution de l'instrument MOLA [212] afin de pouvoir modéliser les observations avec notre modèle plan-parallèle (voir aussi la Figure III-1).
- 5) Les traces à haute résolution, dont la largeur est de 5 à 20 km, recouvrent parfois un même terrain à quelques kilomètres d'écart. Pour augmenter la résolution temporelle de nos séquences, nous avons inclus ces observations légèrement décalées après avoir vérifié que le terrain observé est identique à celui de la région initiale (cette procédure est décrite sur la Figure V-1).



- 6) Les observations avec une contribution détectable d'aérosols de glace ne sont pas considérées. Les bandes de la glace d'eau à 1,5 µm, 2 µm et 3 µm sont utilisées pour discriminer les observations avec des nuages ([84], [134]). Ces observations ne sont cependant pas nombreuses car la plupart des terrains sombre de Mars se situe dans l'hémisphère sud, en dessous de la ceinture de nuage de l'aphélie.
- 7) Les observations en visée nadir de la surface contiennent les photons venant de l'élément de surface contenu dans le champ de vue de l'instrument ainsi qu'une petite fraction de photons provenant des régions avoisinantes et diffusés par les aérosols vers l'instrument. Les simulations Monte-Carlo présentées au Chapitre II montrent que cette contribution devient négligeable à plus de 25 km du champ de vue (II.4.3.b). Les séquences temporelles sélectionnées concernent donc des points situés au cœur de régions dont les propriétés spectrales sont homogènes (variations de l'albédo inférieures à  $\pm 0,03$  sur un cercle de 50 km de diamètre).

### V.1.1.b Régions sélectionnées

La position des 14 séquences temporelles définies par la procédure de sélection décrite dans la section précédente est indiquée sur la Figure V-2. La plupart des spectres sont obtenus en visée nadir. Quelques spectres ont été acquis avec une émergence non nulle, notamment ceux obtenus durant les observations au limbe. L'incidence solaire varie fortement d'une observation à l'autre : les observations sont obtenues avec une incidence variant de 5° à 80°.



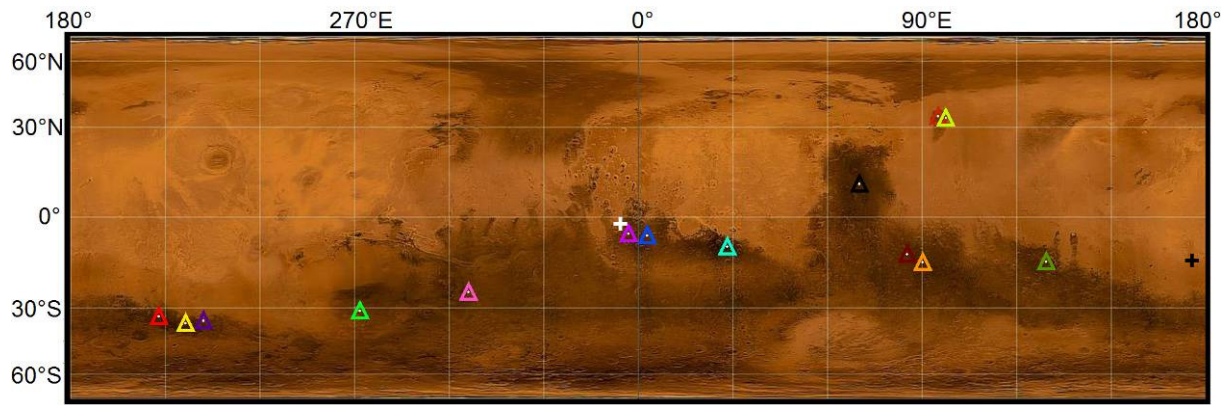


Figure V-2 : Position des 14 séquences temporelles sélectionnées (triangles), indiquées sur une carte d'albédo déduite des données de la sonde MGS acquises entre 1999 to 2001 ([228], [77]). Les croix indiquent la position des Mars Exploration Rovers (blanc : Opportunity ; noir : Spirit).

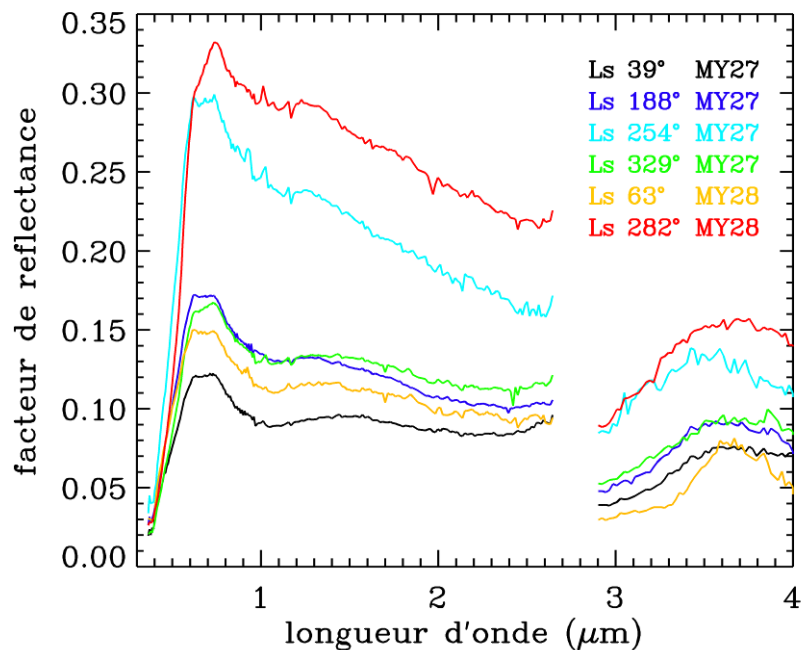


Figure V-3 : Séquence temporelle de spectres de réflectance observés pour une région située à 70,1°E, 13,2°N (Syrtis Major, triangle noir). Les longitudes solaires et les années martiennes sont indiquées. Les longueurs d'onde supérieures à 2,9  $\mu\text{m}$  sont calibrées et corrigées du flux thermique [116]. Noir : spectre obtenu avec une faible contribution des aérosols. Jaune : les bandes d'absorptions à 1,5  $\mu\text{m}$ , 2  $\mu\text{m}$  et la forme de la bande à 3  $\mu\text{m}$  indiquent la présence de nuages de glace d'eau. Bleu ciel : une forte pente décroissante est observée lorsque l'incidence solaire est élevée (80°). Rouge : spectre mesuré durant la tempête de poussière globale de juillet 2007. Bleu foncé et vert : des différences significatives de pente spectrale (resp. 30% et 15% entre 1 et 2,5  $\mu\text{m}$ ) sont également observées lorsque le niveau d'albédo est similaire.

Un exemple de séquence temporelle montrant une grande diversité de spectres est représenté sur la Figure V-3 pour la quasi-totalité du domaine de longueur d'onde d'OMEGA (0,4  $\mu\text{m}$  – 4  $\mu\text{m}$ ). La pente spectrale entre 1 et 2,5  $\mu\text{m}$  varie de 0% (spectre plat) à 40%, et le niveau de



réflectance dans le domaine de longueur d'onde {rouge /  $1\ \mu\text{m}$ }, qui représente au premier ordre l'albédo solaire, varie entre 0,1 et 0,3. Les observations avec une forte pente spectrale et une forte augmentation du niveau de réflectance sont celles qui contiennent une contribution importante des aérosols (tempête de poussière, incidence solaire rasante). Nous allons tenter dans les sections suivantes de modéliser ces variations pour déterminer dans quelle mesure les aérosols en sont responsables. Nous allons nous concentrer sur le détecteur SWIR d'OMEGA ( $0,9 - 2,6\ \mu\text{m}$ ) pour plusieurs raisons. Cette région spectrale est très sensible aux variations de la taille des aérosols [41], et ces dernières vont avoir une influence non négligeable sur les observations (voir section V.3). Les résultats provenant de ce domaine de longueur d'onde peuvent être comparés aux études réalisées dans le visible car les propriétés des aérosols varient faiblement entre le début du détecteur SWIR ( $0,9 - 1\ \mu\text{m}$ ) et les longueurs d'onde rouges (II.1.2.c). Ce domaine spectral n'est pas sensible aux flux thermiques. Enfin le détecteur SWIR est celui qui souffre le moins d'incertitudes radiométriques ou géométriques (III.1.1).

## V.1.2. Modélisation des variations

### V.1.2.a Hypothèses

Nous présentons dans cette section la modélisation des séquences temporelles de spectre en supposant que la surface ne change pas au cours du temps, contrairement à la couche de poussières atmosphériques. La longitude solaire n'est pas le seul paramètre variant d'une observation à l'autre : l'angle d'incidence solaire varie également. Nous allons donc modéliser à la fois des variations temporelles et des variations dues aux changements d'angles d'incidence. Certaines hypothèses utilisées précédemment doivent être vérifiées dans ce contexte.

Les variations du facteur de réflectance de la surface avec l'incidence, de l'ordre de quelques % (Chapitre II, section II.2), sont inférieures aux variations observées d'un ordre de grandeur (Figure V-3). La surface de Mars étant de plus illuminée par une lumière diffuse à hauteur de moitié (Chapitre II, section II.3.4.d), l'utilisation d'une loi de Lambert pour décrire le comportement photométrique de la surface reste une hypothèse valable pour l'analyse des séquences temporelles.

Les variations de la fonction de phase avec la longueur d'onde créent des variations de la pente spectrale de la contribution des aérosols selon l'angle de phase (ici l'incidence). Nous avons quantifié ces variations en utilisant la fonction de phase dépendant de la longueur d'onde modélisée par M. Wolff et al. (reproduite sur la Figure II-2 ; communication personnelle, voir aussi [251]). Nous avons d'abord vérifié que cette fonction de phase permettait bien de reproduire qualitativement les variations de la pente spectrale au cours des séquences EPF CRISM (Figure V-4). Nous avons ensuite simulé une séquence temporelle à différentes incidences : cette fonction de phase n'a qu'un faible impact sur les variations de pente spectrale, l'utilisation d'une fonction de phase constante donnant des résultats comparables (Figure V-3).

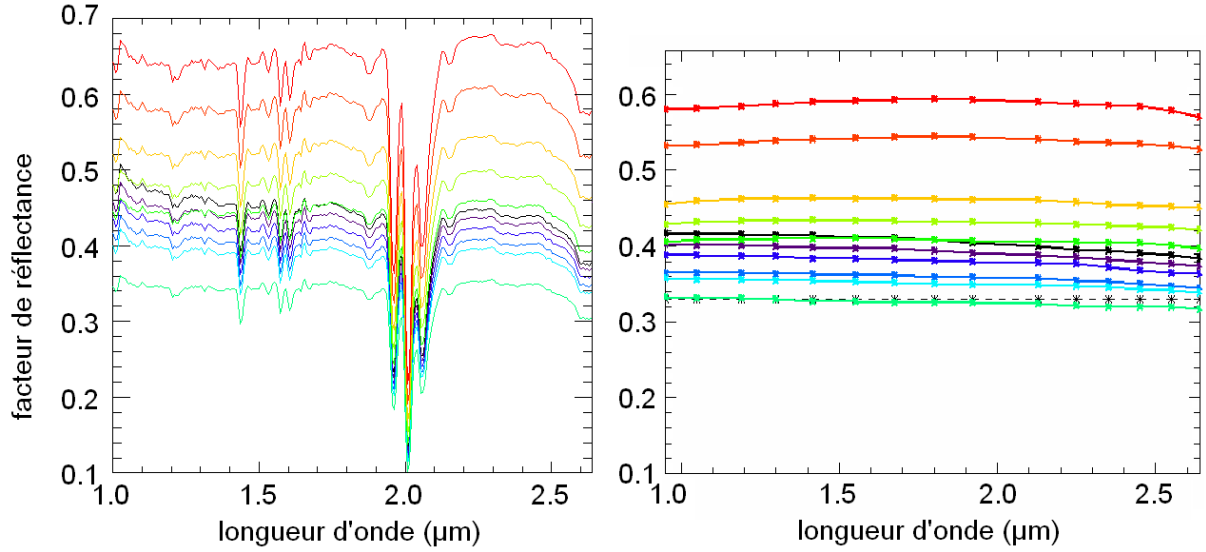


Figure V-4 : Gauche : séquence EPF CRISM n°EPF509A (observation d'une même zone avec différents angles de phases, de  $56^\circ$  à  $103^\circ$ ). La pente spectrale de la contribution des aérosols varie légèrement d'un spectre à l'autre. Droite : simulation de cette séquence à l'aide de notre modèle Monte-Carlo. La fonction de phase qui dépend de la longueur d'onde permet de reproduire qualitativement les variations de pente de la séquence observée.

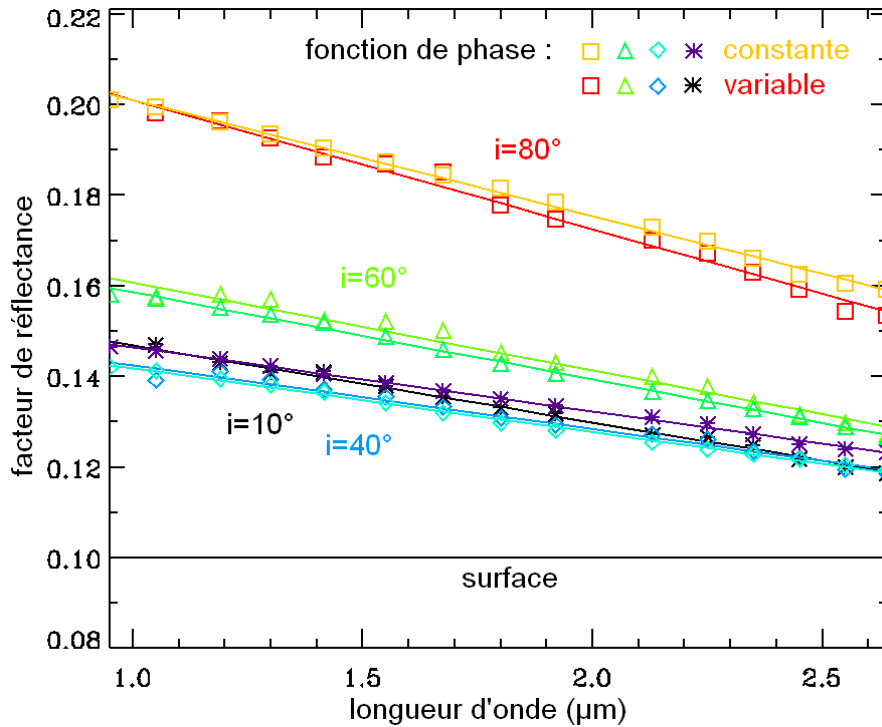


Figure V-5 : Spectres simulés d'un système {surface – aérosols} selon l'incidence solaire (carrés :  $80^\circ$  ; triangles :  $60^\circ$  ; losanges :  $40^\circ$  ; étoiles :  $10^\circ$ ) avec une fonction de phase constante (couleurs jaune, vert foncé, cyan, violet) ou variable (rouge, vert clair, bleu, noir). Une fonction de phase dépendant de la longueur d'onde crée des variations de la pente spectrale avec l'incidence de faible amplitude. La pente de profondeur optique utilisée est  $\tau(1\mu\text{m})/\tau(2.5\mu\text{m})=1.8$  pour le cas constant et  $\tau(1\mu\text{m})/\tau(2.5\mu\text{m})=1.6$  pour le cas variable.

Pour modéliser le spectre apparent d'une zone donnée, il faut connaître le spectre d'albédo de la surface sans aérosols. Le spectre obtenu avec une faible contribution des aérosols ( $\tau/\cos(i) < 0.6$ , voir section V.1.1.a) donne une première estimation du spectre de surface seul. Afin de raffiner cette estimation, nous allons réaliser une correction de la contribution des aérosols de faible ampleur sur ce spectre. Cette correction nécessite la connaissance de la profondeur optique d'aérosols entre 0,9 et 2,6  $\mu\text{m}$ . La profondeur optique est mesurée chaque jour à 0,9  $\mu\text{m}$  depuis la surface par les deux Mars Exploration Rovers (MER) au voisinage de l'équateur (Figure V-2). Pour vérifier la compatibilité entre ces mesures et notre modèle, et estimer les variations spectrales de la profondeur optique au voisinage de l'équateur, nous avons analysé la séquence EPF obtenue par OMEGA au dessus du site d'atterrissage du MER Opportunity (2°S, 354°E) le 23/01/2006 ( $L_s$  0,93). La profondeur optique mesurée par Opportunity (0,63) est comprise entre celles fournies par le modèle avec la fonction de phase d'Ockert-Bell (0,56 ; -11%) et Tomasko (0,81 ; +28%). La profondeur optique décroît d'un facteur 1,8 entre 1 et 2,5  $\mu\text{m}$  : la même pente a été observée au Chapitre IV dans l'hémisphère sud. Nous allons donc estimer le spectre de surface de chaque séquence temporelle en utilisant cette pente de profondeur optique associée aux mesures des Rovers le jour de l'observation : la valeur de profondeur optique à 0,9  $\mu\text{m}$  est prise égale à la moyenne des mesures des Rovers pondérée par la distance {Rover – point étudié} et mise à l'échelle d'altitude (I.1.3.b).

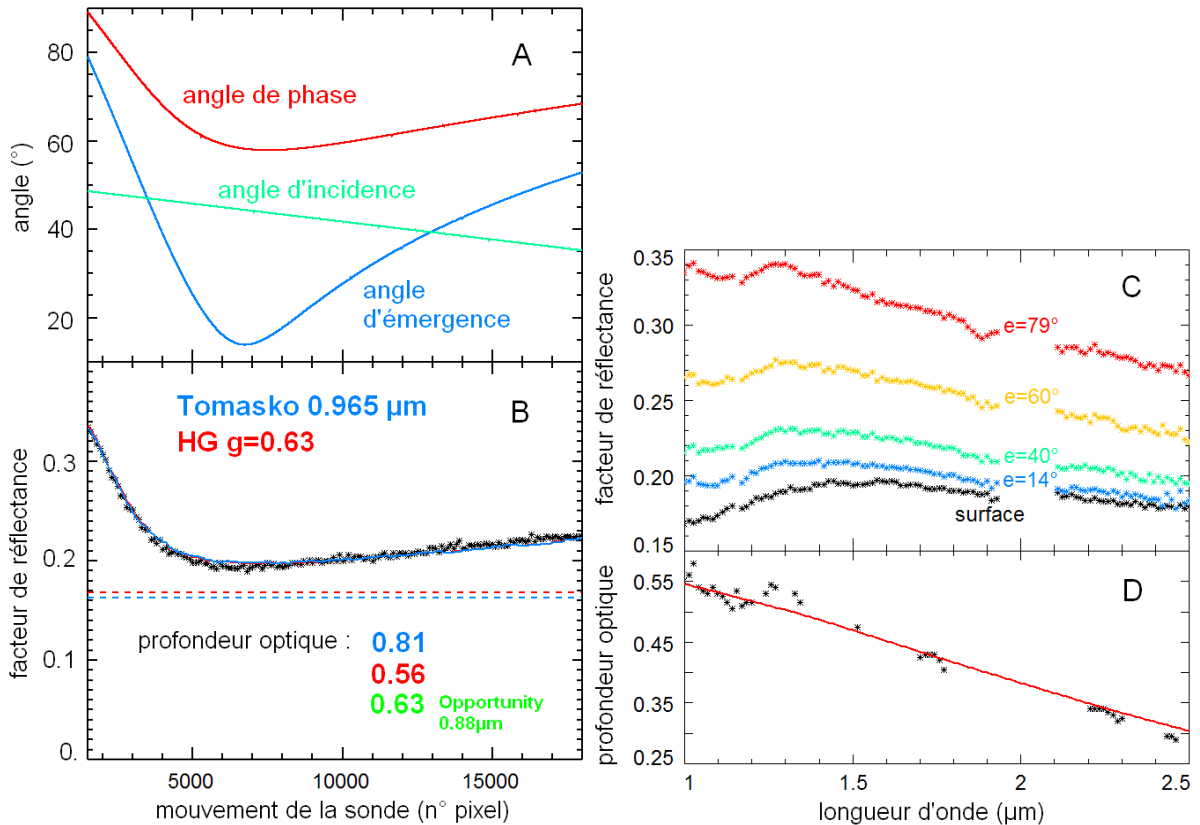


Figure V-6 : Séquence EPF OMEGA (orbite n°2610). (A) Variations des angles photométriques. (B) Variations du facteur de réflectance à 1  $\mu\text{m}$  (noir), modèle (bleu et rouge), résultats (surface en pointillé et profondeurs optiques). (C) Variations du spectre au cours de la séquence. (D) Pente de profondeur optique modélisée.

### V.1.2.b Résultats

Les 14 séquences sont représentées ci-dessous (Figure V-7 à Figure V-20). Pour chaque spectre observé (trait plein de couleur), nous recherchons avec le modèle quelle est la profondeur optique à  $0,9 \mu\text{m}$  ( $\tau$ ) et la pente de profondeur optique (caractérisée par le facteur  $S$ , qui vaut le rapport entre la profondeur optique à  $1 \mu\text{m}$  et celle à  $2,5 \mu\text{m}$ ) qui permet au mieux de reproduire le spectre observé. Les pentes de profondeurs optiques envisagées correspondent à des combinaisons linéaires de pente modélisées par un modèle de Mie pour des distributions en taille de particules de rayon effectif  $0,5$ ,  $1$ ,  $1,5$ ,  $2$  et  $2,5 \mu\text{m}$  ([41], figure 13). Les résultats de chaque modélisation sont représentés par les paramètres  $\tau$  et  $S$ , le couple retenu étant celui qui minimise l'écart quadratique moyen (RMS) entre l'observation (trait épais de couleur) et le modèle (trait fin noir). Le spectre de surface est représenté en pointillé (le spectre de la séquence qui a servi à sa construction est indiqué dans le tableau par un tiret dans la colonne RMS). La longitude solaire ( $L_s$ ), l'année martienne (MY), l'incidence solaire ( $i$ ), l'émergence ( $e$ ) et la phase ( $\phi$ ) sont également indiqués.

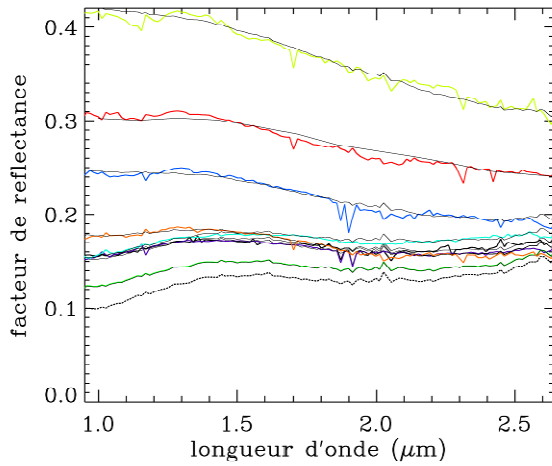


Figure V-7 : Mare Sirenium,  $207,9^\circ\text{E}$ ,  $33,8^\circ\text{S}$ .

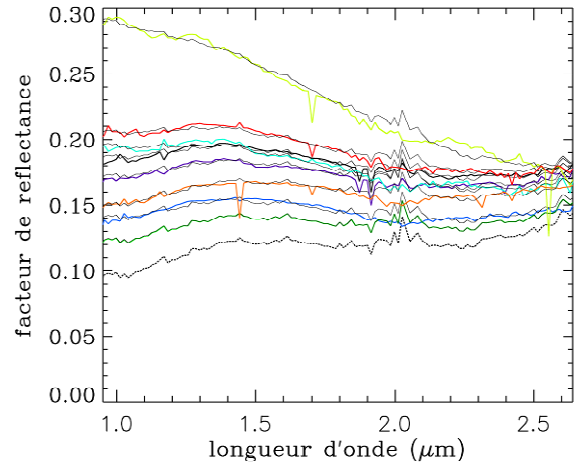


Figure V-8 : Mare Sirenium,  $216,2^\circ\text{E}$ ,  $37,4^\circ\text{S}$ .

Couleur	$L_s$	MY	$i$	$e$	$\phi$	$\tau$	$S$	RMS (%)
noir	$152^\circ$	27	$46^\circ$	$4^\circ$	$45^\circ$	0,78	1,5	0,05
violet	$187^\circ$	27	$39^\circ$	$9^\circ$	$45^\circ$	0,87	1,8	0,04
bleu	$243^\circ$	27	$72^\circ$	$2^\circ$	$73^\circ$	1,12	2,6	0,07
bleu ciel	$314^\circ$	27	$16^\circ$	$10^\circ$	$19^\circ$	1,09	1,2	0,04
vert	$93^\circ$	28	$63^\circ$	$2^\circ$	$63^\circ$	0,25	1,8	-
vert clair	$177^\circ$	28	$66^\circ$	$56^\circ$	$93^\circ$	0,95	2,1	0,08
orange	$214^\circ$	28	$61^\circ$	$1^\circ$	$60^\circ$	0,75	2,6	0,05
rouge	$273^\circ$	28	$10^\circ$	$1^\circ$	$11^\circ$	3,38	1,6	0,07

Couleur	$L_s$	MY	$i$	$e$	$\phi$	$\tau$	$S$	RMS (%)
noir	$141^\circ$	27	$56^\circ$	$2^\circ$	$55^\circ$	0,97	1,7	0,04
violet	$146^\circ$	27	$54^\circ$	$7^\circ$	$52^\circ$	0,88	1,6	0,05
bleu	$289^\circ$	27	$27^\circ$	$2^\circ$	$25^\circ$	0,88	1,8	0,06
bleu ciel	$6^\circ$	28	$67^\circ$	$5^\circ$	$70^\circ$	0,75	2,3	0,06
vert	$86^\circ$	28	$70^\circ$	$1^\circ$	$71^\circ$	0,20	1,8	-
vert clair	$195^\circ$	28	$80^\circ$	$53^\circ$	$83^\circ$	0,47	4,5	0,10
orange	$261^\circ$	28	$15^\circ$	$1^\circ$	$16^\circ$	1,08	1,3	0,07
rouge	$315^\circ$	28	$52^\circ$	$1^\circ$	$52^\circ$	1,25	1,8	0,05

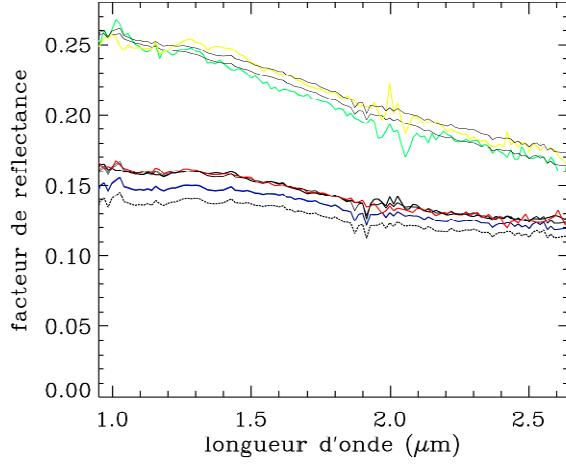


Figure V-9 : Nubis, 95°E, 35,1°N.

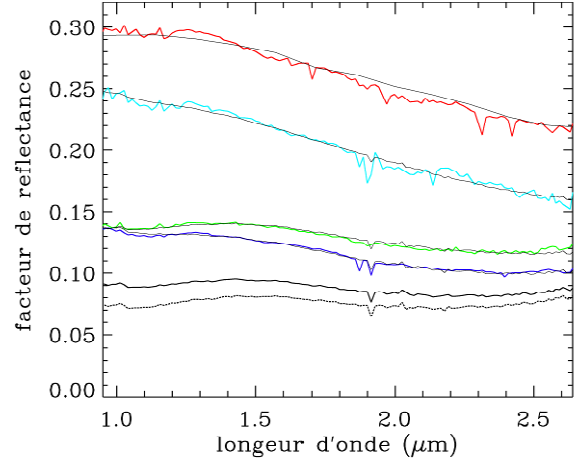


Figure V-11 : Syrtis Major, 70,1°E, 13,2°N.

Couleur	L <sub>s</sub>	MY	i	e	φ	τ	S	RMS (%)
noir	21°	27	30°	1°	30°	0,65	1,8	0,02
bleu	127°	27	29°	0°	30°	0,42	1,8	-
vert	271°	27	78°	1°	77°	0,92	3,3	0,07
jaune	22°	28	62°	46°	77°	0,63	1,9	0,06
rouge	74°	28	39°	0°	39°	0,59	1,9	0,03

Couleur	L <sub>s</sub>	MY	i	e	φ	τ	S	RMS (%)
noir	39°	27	38°	2°	36°	0,35	1,8	-
bleu	188°	27	42°	43°	38°	0,69	2,1	0,02
cyan	254°	27	80°	4°	83°	1,08	3,3	0,06
vert	329°	27	30°	5°	32°	0,99	1,4	0,03
rouge	282°	28	40°	1°	40°	2,9	1,6	0,07

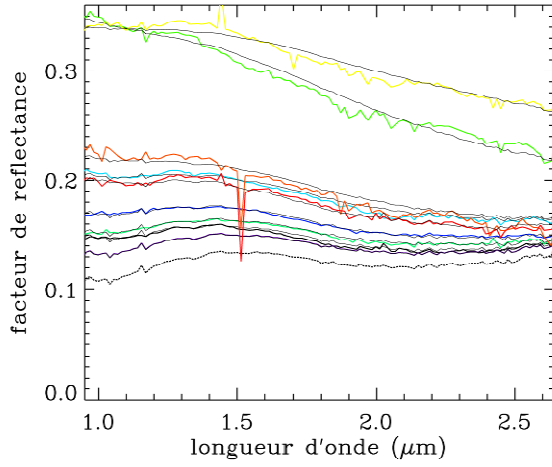


Figure V-10 : Meridiani, 2,6°E, 5,2°S.

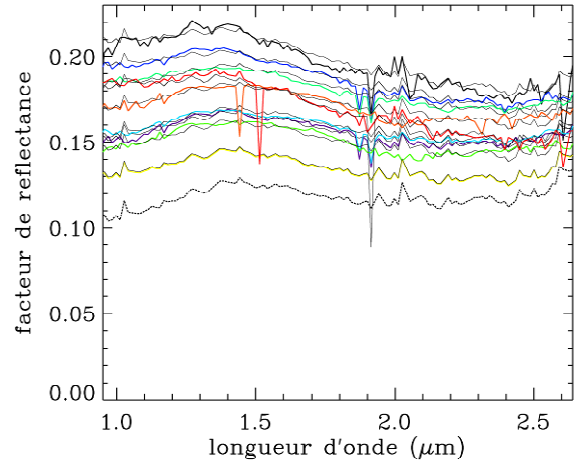


Figure V-12 : Mare Sirenum, 222°E, 35,9°S

Couleur	L <sub>s</sub>	MY	i	e	φ	τ	S	RMS (%)
noir	44°	27	50°	3°	53°	0,55	2,3	0,03
violet	119°	27	50°	15°	42°	0,43	1,8	-
bleu	187°	27	38°	24°	37°	0,95	1,9	0,02
cyan	259°	27	66°	5°	61°	0,95	2,1	0,04
vert	335°	27	24°	1°	25°	0,94	1,8	0,11
vert clair	150°	28	65°	85°	60°	0,78	3,8	0,08
jaune	287°	28	26°	1°	26°	3,85	1,6	0,09
orange	1°	29	79°	0°	79°	0,75	3,3	0,11
rouge	16°	29	65°	3°	62°	0,78	2,1	0,09

Couleur	L <sub>s</sub>	MY	i	e	φ	τ	S	RMS (%)
noir	54°	27	80°	37°	105	0,19	1,8	0,07
violet	131°	27	61°	3°	63°	0,46	1,4	0,04
bleu	137°	27	58°	7°	55°	1,00	1,6	0,05
bleu clair	163°	27	45°	8°	44°	0,76	1,3	0,04
cyan	170°	27	42°	3°	42°	1,11	1,4	0,05
vert	279°	27	35°	3°	37°	0,77	1,4	0,04
jaune	79°	28	72°	1°	72°	0,19	1,8	-
orange	250°	28	25°	10°	16°	1,27	1,3	0,06
rouge	21°	29	72°	3°	70°	0,62	2,1	0,07

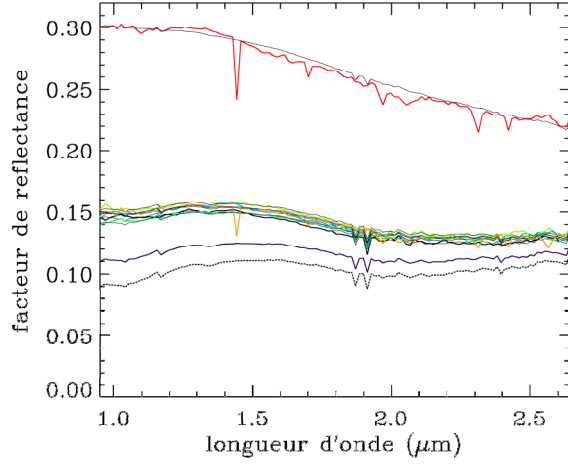


Figure V-13 : Terra Meridiani, 356,7°E, 5,6°S.

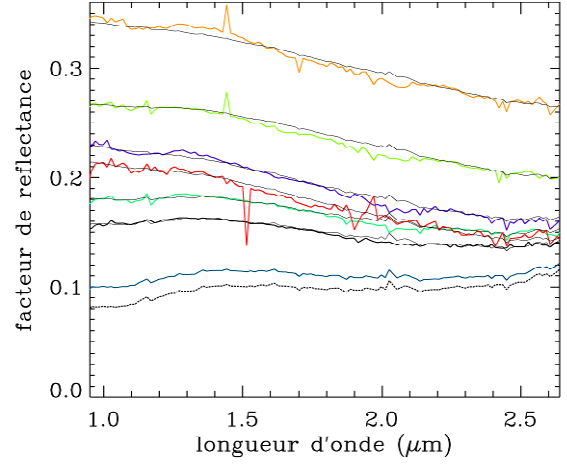


Figure V-15 : Mare Erythraeum, 306,5°E, 25,5°S.

Couleur	L <sub>s</sub>	MY	i	e	φ	τ	S	RMS (%)
noir	50°	27	56°	3°	59°	0,58	2,1	0,02
violet	127°	27	40°	1°	40°	0,40	1,8	-
bleu	48°	27	55°	0°	55°	0,64	1,9	0,02
cyan	169°	27	16°	5°	21°	0,99	1,7	0,02
vert	348°	27	37°	1°	38°	0,94	1,8	0,02
jaune	243°	28	36°	0°	36°	0,94	1,8	0,05
rouge	296°	28	34°	1°	34°	3,00	1,7	0,09

Couleur	L <sub>s</sub>	MY	i	e	φ	τ	S	RMS (%)
noir	348°	26	24°	0°	25°	1,28	1,7	0,03
violet	243°	27	75°	1°	75°	1,02	2,9	0,05
bleu	94°	28	55°	2°	54°	0,25	1,8	-
cyan	215°	28	61°	9°	51°	1,03	1,8	0,04
vert	277°	28	6°	8°	14°	2,85	1,6	0,09
jaune	307°	28	25°	75°	90°	1,60	2,1	0,10
rouge	3°	29	80°	0°	80°	0,80	4,5	0,09

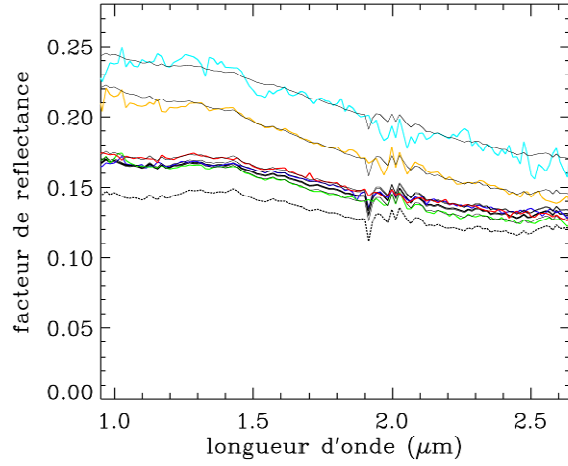


Figure V-14 : Nubis, 97,4°E, 34,2°N.

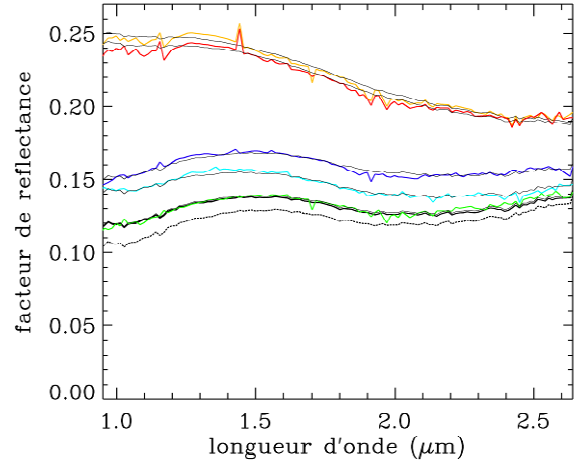


Figure V-16 : Sinus Sabaeus, 29°E, 9,5°S.

Couleur	L <sub>s</sub>	MY	i	e	φ	τ	S	RMS (%)
noir	21°	27	29°	6°	32°	0,66	1,8	-
bleu	165°	27	31°	2°	32°	0,67	1,6	0,02
cyan	330°	27	50°	4°	48°	1,45	1,8	0,08
vert	340°	27	49°	3°	50°	0,50	2,6	0,03
jaune	359°	27	61°	25°	65°	0,74	2,6	0,05
rouge	70°	28	43°	1°	42°	0,63	1,8	0,03

Couleur	L <sub>s</sub>	MY	i	e	φ	τ	S	RMS (%)
noir	128°	27	42°	1°	42°	0,31	1,8	-
bleu	170°	27	19°	8°	24°	0,95	1,3	0,10
cyan	74°	28	57°	4°	54°	0,49	1,8	0,02
vert	133°	28	36°	8°	40°	0,35	1,6	0,13
jaune	296°	28	32°	1°	31°	2,20	1,8	0,08
rouge	299°	28	34°	3°	37°	2,00	1,8	0,09

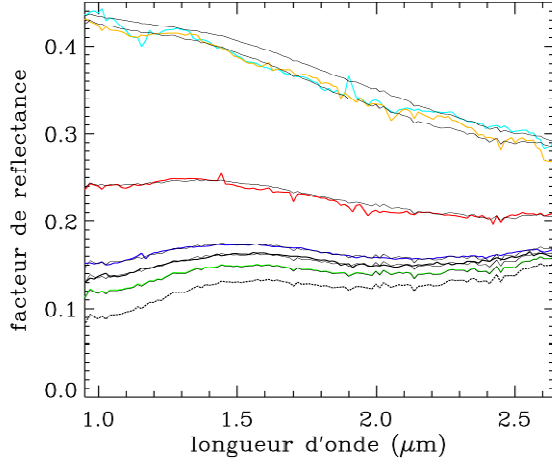


Figure V-17 : Mare Cimmerium, 129,7°E, 14,7°S.

Couleur	L <sub>s</sub>	MY	i	e	φ	τ	S	RMS (%)
noir	165°	27	23°	2°	24°	0,92	1,6	0,03
bleu	190°	27	42°	17°	39°	0,90	1,7	0,02
cyan	228°	27	66°	83°	73°	1,22	3,8	0,16
vert	71°	28	63°	2°	61°	0,30	1,8	-
jaune	180°	28	75°	75°	88°	0,38	2,6	0,08
rouge	295°	28	29°	2°	31°	2,21	1,7	0,12

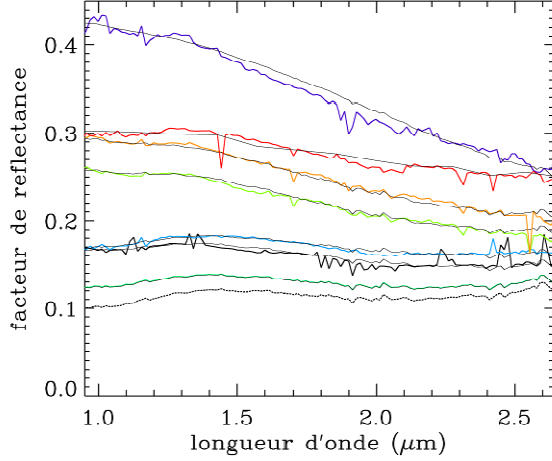


Figure V-18 : Solis Lacus, 276,6°E, 31,7°S.

Couleur	L <sub>s</sub>	MY	i	e	φ	τ	S	RMS (%)
noir	148°	27	46°	3°	45°	0,92	1,7	0,08
violet	242°	27	78°	68°	65°	1,12	3,8	0,12
bleu	302°	27	15°	2°	16°	1,30	1,3	0,03
cyan	90°	28	63°	0°	62°	0,25	1,8	-
vert	172°	28	63°	58°	94°	0,37	2,1	0,06
jaune	179°	28	63°	59°	94°	0,46	2,1	0,07
rouge	268°	28	7°	1°	6°	3,52	1,4	0,08

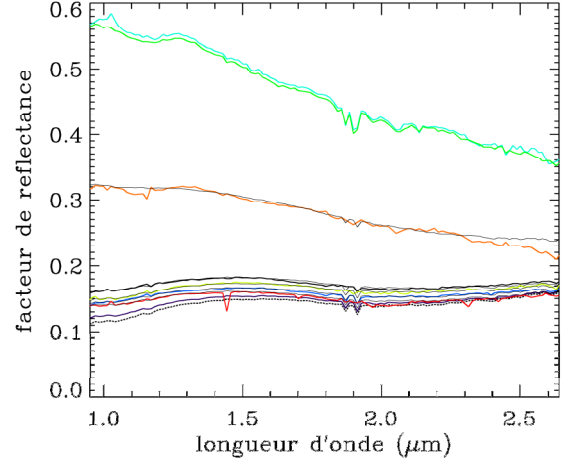


Figure V-19 : Syrtis Minor, 90°E, 15°S.

Couleur	L <sub>s</sub>	MY	i	e	φ	τ	S	RMS (%)
noir	330°	26	31°	7°	38°	0,87	1,6	0,03
violet	133°	27	41°	5°	43°	0,23	1,8	-
bleu	172°	27	24°	2°	25°	0,75	1,8	0,02
cyan	236°	27	76°	81°	68°	1,60	-	-
vert	236°	27	74°	86°	70°	1,60	-	-
vert clair	280°	27	38°	0°	38°	0,68	1,5	0,03
orange	170°	28	50°	77°	98°	0,44	2,6	0,10
rouge	253°	28	23°	0°	22°	0,70	2,6	0,06

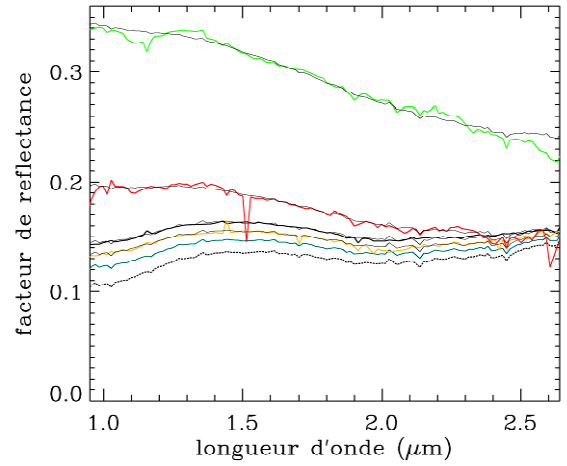


Figure V-20 : Syrtis Minor, 85,3°E, 12,2°S.

Couleur	L <sub>s</sub>	MY	i	e	φ	τ	S	RMS (%)
noir	179°	27	26°	4°	30°	0,84	1,7	0,02
bleu	87°	28	48°	1°	47°	0,33	1,8	-
vert	171°	28	54°	78°	96°	0,46	2,6	0,08
jaune	258°	28	18°	5°	22°	0,72	1,7	0,19
rouge	2°	29	79°	0°	79°	0,53	4,5	0,09

## V.2. Comparaison avec les Mars Exploration Rovers

### V.2.1. Comparaison

L'évolution apparente des terrains sombres de Mars peut être modélisée de façon satisfaisante en faisant varier au dessus d'une surface constante la quantité d'aérosols ( $\tau$ ) et la taille des particules ( $S$ ). Afin de vérifier la pertinence des paramètres modélisés, nous avons comparé les profondeurs optiques modélisées à partir des observations OMEGA à celles mesurées depuis la surface par les MER (Lemmon et al., [140], et communication personnelle).

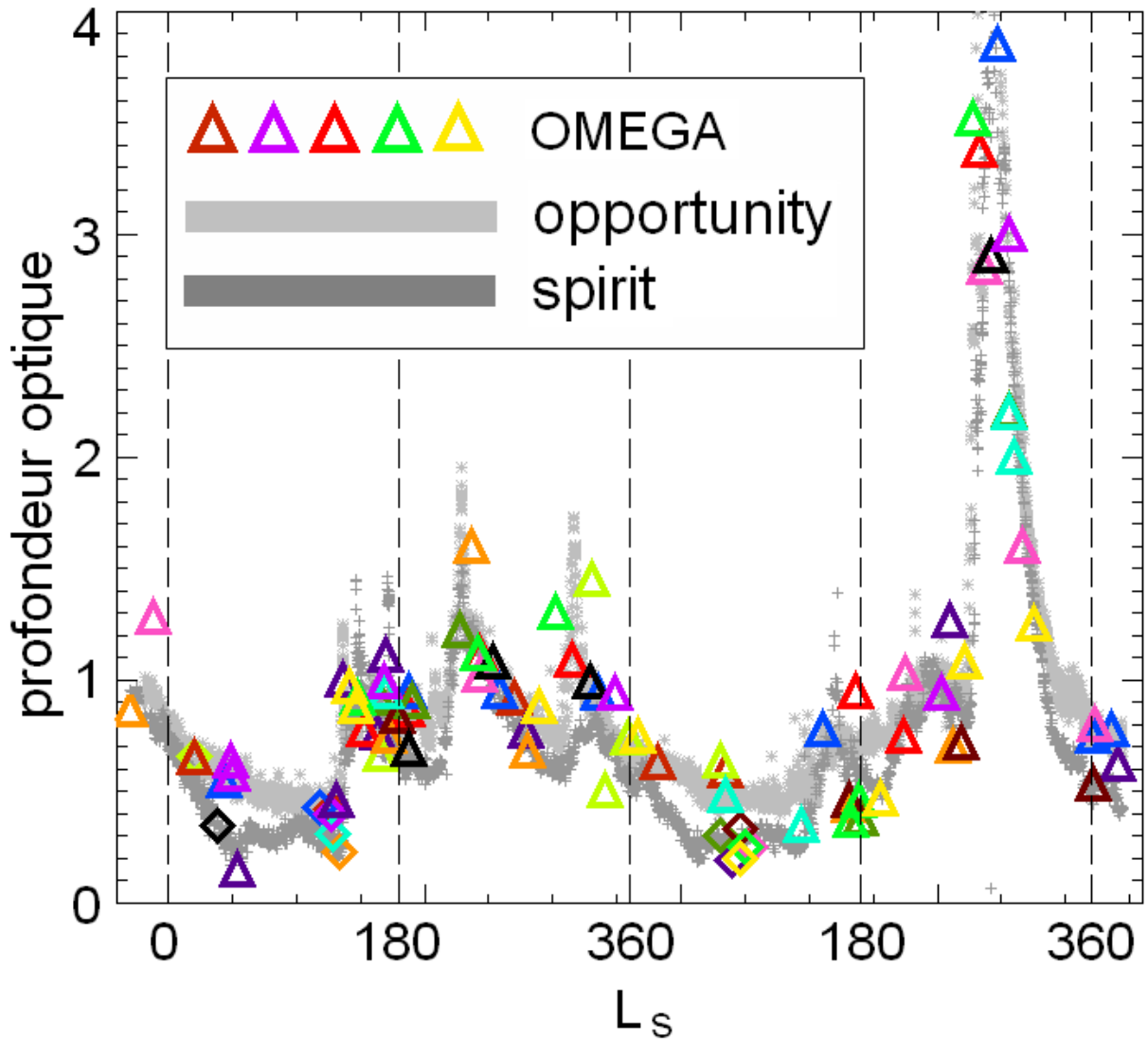


Figure V-21 : Profondeurs optiques modélisées à  $0,9\ \mu\text{m}$  avec OMEGA (triangles) superposées sur les mesures de profondeurs optiques à  $0,9\ \mu\text{m}$  des MER. La fonction de phase d'Ockert-Bell et al. est utilisée. Chaque couleur correspond à une région différente



(voir Figure V-2 pour leur position). Les losanges correspondent à la profondeur optique utilisée pour l'obtention du spectre de surface de chaque séquence.

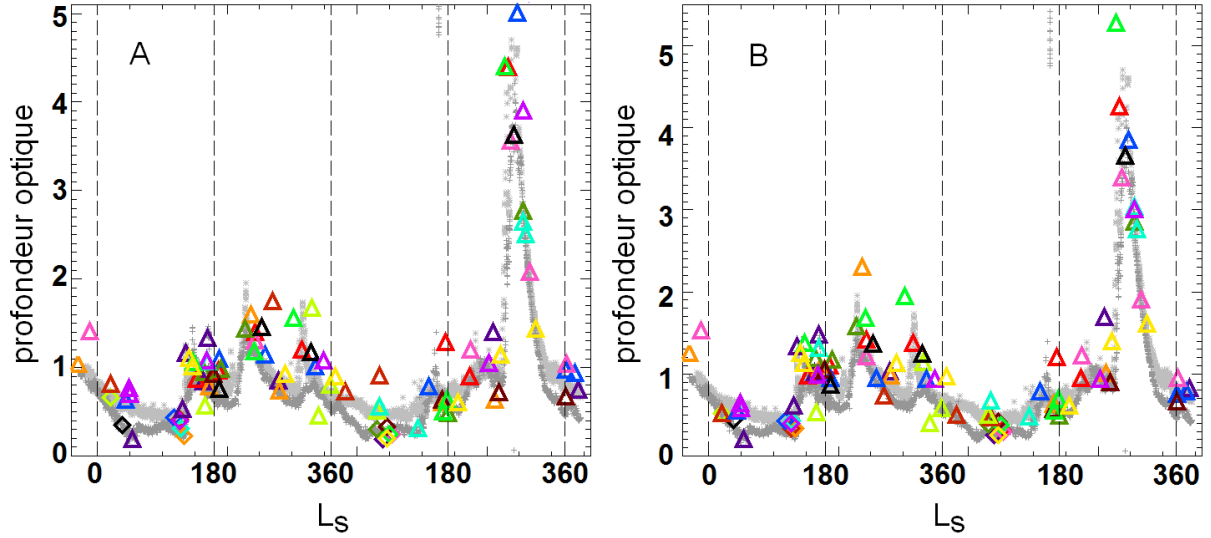


Figure V-22 : Idem Figure V-21 pour différentes hypothèses. (A) La fonction de phase de Tomasko est utilisée. Les profondeurs optiques sont modifiées d'un facteur compris entre 0,9 et 1,4 par rapport à la fonction de phase d'Ockert-Bell. (B) Les profondeurs optiques obtenues avec la fonction d'Ockert-Bell sont multipliées par un facteur variant entre 0,7 et 1,3 pour tenir compte de la différence d'altitude entre les différentes régions (dont l'altitude est comprise entre -4,5 et 3 km) et les MER (-1,7 km).

La comparaison est faite en utilisant la fonction de phase d'Ockert-Bell sur la Figure V-21 et la fonction de phase de Tomasko sur la Figure V-22a. Sur la Figure V-22b, les profondeurs optiques obtenues avec la fonction d'Ockert-Bell sont mises à l'échelle de l'altitude des Rovers (-1,7 km). Les profondeurs optiques modélisées avec notre méthode sont comparables à celle mesurées depuis la surface, ceci pour les trois jeux d'hypothèses mentionnés ci-avant. Combiné aux excellents ajustements du modèle sur les spectres observés, ce résultat démontre que les variations d'une observation à l'autre sont largement dominées par les aérosols, les changements intervenant en surface jouant seulement un rôle mineur. Ce résultat confirme également que la quantité d'aérosols dans l'atmosphère est relativement homogène à un instant donné sur l'ensemble des régions équatoriales.

### V.2.2. Conséquences sur la précipitation de poussière

Une profondeur optique de 0,003 par unité de profondeur optique atmosphérique se dépose chaque jour en surface au niveau des MER [127]. En intégrant ce taux sur la période de décroissance de la profondeur optique de la tempête de 2007 (Figure V-21), une profondeur optique de 0,5 à 0,9  $\mu\text{m}$  devrait s'être déposée en surface après les 90 jours de décroissance de la tempête. Un tel dépôt correspond à une augmentation importante du facteur de réflectance des terrains sombres : de 0,1 à 0,2 [127]. Si de tels dépôts de poussière étaient présents de manière généralisée sur les régions sombre de Mars après la tempête, nous aurions fortement surestimé la profondeur optique avec notre méthode, ce qui n'est pas observé (Figure V-21).

Lorsque l'on considère la quantité d'aérosols à un instant donné, et les conditions photométriques, aucune variation du spectre de surface supérieure à quelques % n'est nécessaire pour interpréter les différences entre les observations (Figure V-7 à Figure V-20). Un exemple supplémentaire est donné sur la Figure V-23 : le spectre de surface de la région d'Aram Chaos est identique après la tempête de poussière à ce qu'il était deux années martiennes plus tôt lorsqu'on l'observe avec une contribution identique des aérosols. La situation typique pour les régions sombres de Mars est donc que soit la poussière n'y précipite pas en abondance, soit la poussière est rapidement nettoyée de la surface ([206], [193], [90], [203], [28]).

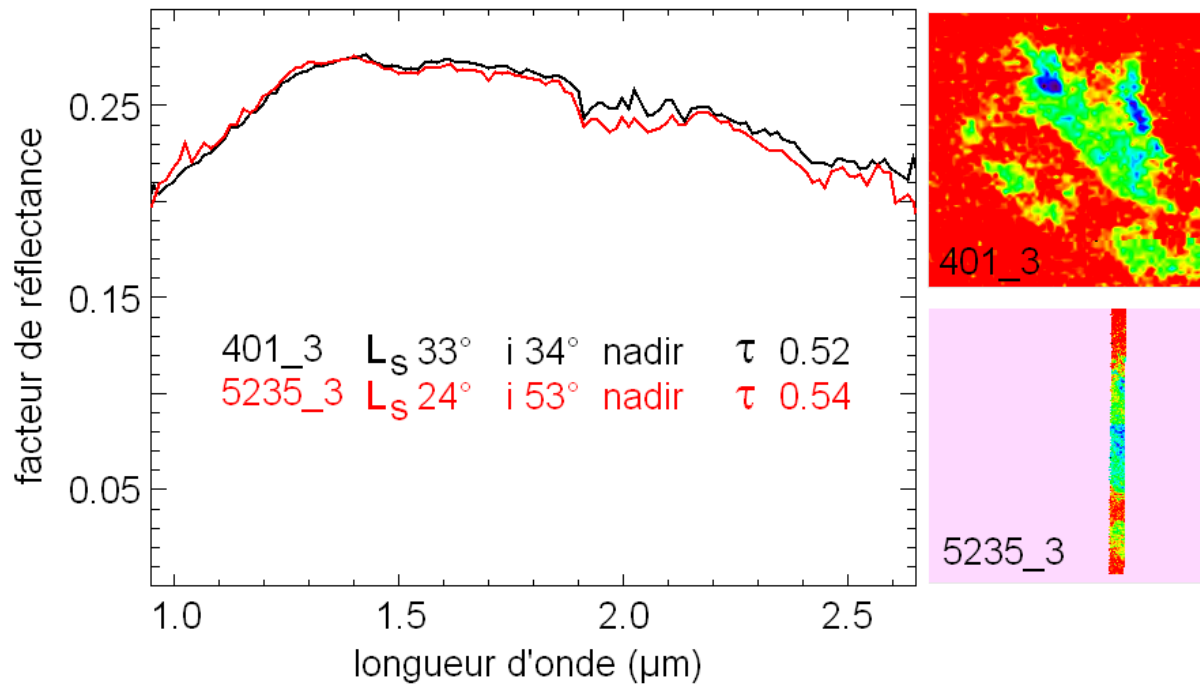


Figure V-23 : comparaison entre deux observations de la région d'Aram Chaos, prises début 2004 (orbite 401) et début 2008 (orbite 5235). Gauche : spectre de la région à 339,9°E, 3,3°N. Droite : carte de la profondeur de bande à 1,9  $\mu\text{m}$ , du rouge (pas d'hydratation) au bleu. La contribution des aérosols est faible et similaire (profondeur optique et incidence). Les spectres observés sont identiques début 2004 et juste après la tempête de poussière de 2007, ainsi que la répartition des signatures des minéraux hydratés de surface.

Aucun dépôt de poussière généralisé n'est donc détecté au niveau des régions sombres. Nous avons recherché des dépôts localisés en analysant les observations OMEGA des frontières entre les régions brillantes et les régions sombres. Ces frontières sont en effet connues pour subir des changements d'albédo ([77], [78], [228], I.3.1). Un changement attribué à la surface a été détecté au niveau d'une observation de la région de Nilosyrtris : deux observations de cette zone ont été obtenues, une début 2004 et une autre en 2008 après la décroissance de la tempête de poussière (Figure V-24). Alors que la plupart des terrains présentent des propriétés spectrales identiques, certaines zones apparaissent plus brillantes après la tempête. Des tempêtes de poussière locales ne peuvent expliquer ces augmentations car la profondeur de la bande de  $\text{CO}_2$  à 2  $\mu\text{m}$  n'indique aucune réduction du trajet des photons dans l'atmosphère [13]. Cette région se caractérise par un spectre de surface qui décroît fortement entre 1 et 2,5  $\mu\text{m}$ . Ce type de spectre a été reproduit en laboratoire en déposant une fine couche de

poussière (non optiquement épaisse) sur un terrain sombre [66]. Ce dépôt brillant localisé est cohérent avec de précédentes observations : la poussière se dépose en surface dans des zones spécifiques liées à des structures topographiques [206].

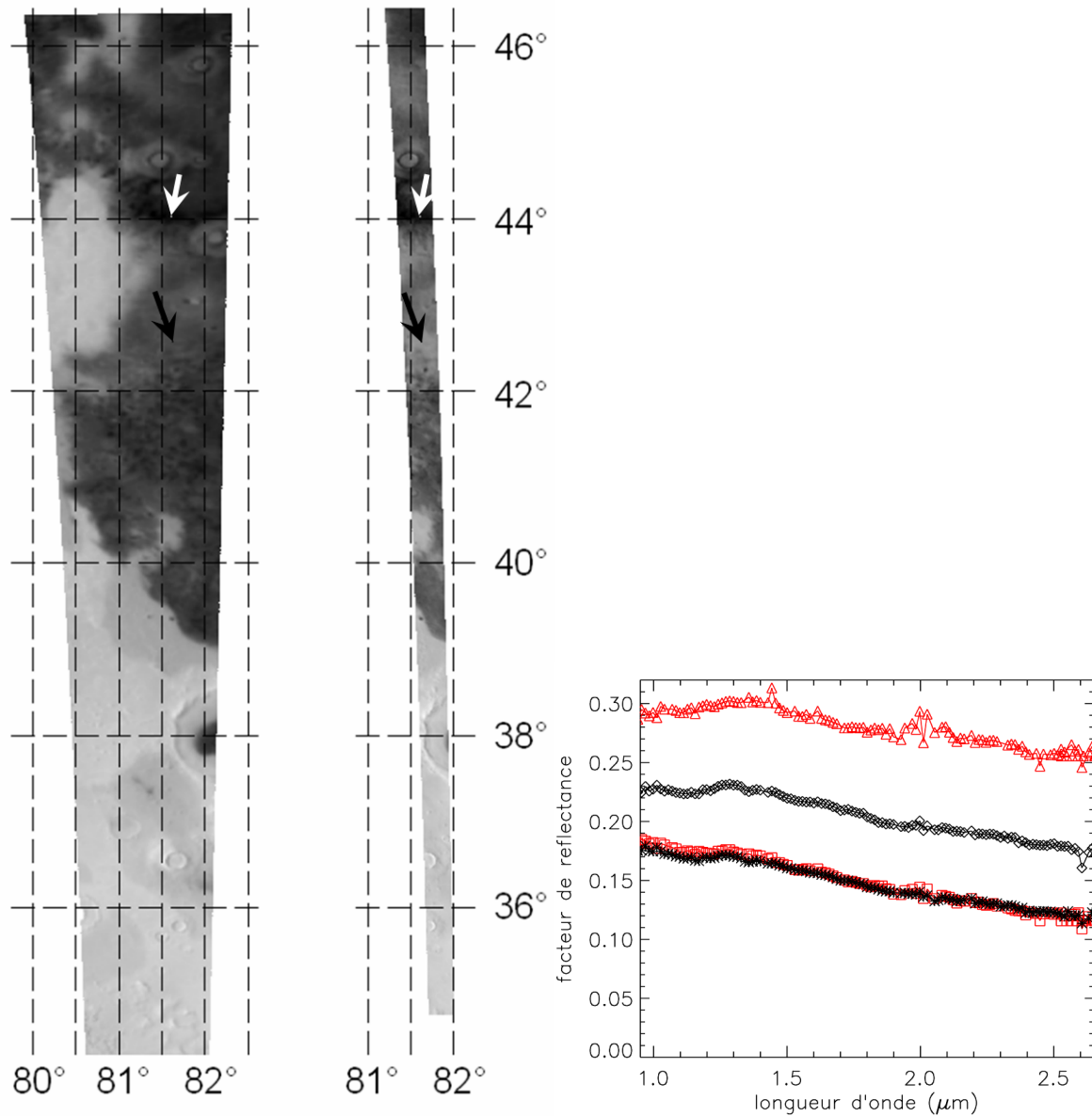


Figure V-24 : (Gauche) Carte d'albédo de la région de Nilosyrtris, connue pour avoir subi des changements d'albédo récents en surface [78]. (Droite) Spectres correspondant aux flèches sur les cartes. Deux observations sont considérées :  $L_S$  98°, MY27, octobre 2004 (image de gauche, symboles noirs) et  $L_S$  20°, MY29, janvier 2008 (droite, rouge). Les deux régions sont éclairées avec des angles d'incidence solaire similaires (entre 55° et 60°) et une faible profondeur optique (les MER ont mesuré 0,4 pour l'observation à  $L_S$  98° et 0,6 pour celle à  $L_S$  20°). Les structures d'albédo sont similaires au premier ordre avant et après la tempête de poussière globale. La plupart des régions sont identiques (flèche blanche, étoiles et carrés), alors que certaines deviennent plus brillantes (flèche noire, triangles et losanges).

### V.3. Variations de la taille des aérosols

#### V.3.1. Variations du facteur $S$

##### V.3.1.a Conversion du facteur $S$ en rayon effectif $r_{eff}$

Nous avons vu en introduction de cette thèse que la taille moyenne des aérosols varie dans le temps, dans l'espace et selon l'altitude (voir section I.1.2.b). Ces variations de taille créent des variations des propriétés optiques des aérosols selon la longueur d'onde. Dans le cadre de nos hypothèses, seules les variations de la profondeur optique avec la longueur d'onde sont libres (facteur  $S$ ). La pente spectrale de profondeur optique est en effet très sensible aux variations de la dimension des grains sur le domaine de taille accessible aux aérosols martiens [41]. Si les variations de la fonction de phase avec la longueur d'onde ne vont pas faire varier de manière sensible la pente spectrale apparente de la contribution des aérosols avec l'incidence (voir section V.1.2.a), elles vont tout de même contribuer à cette pente spectrale. Une partie des variations spectrales que nous avons modélisées en faisant varier la profondeur optique est ainsi due à la fonction de phase. Lorsque la diffusion simple domine, la quantité de lumière rétrodiffusée au zénith pour une incidence solaire  $\pi - \theta$  est proportionnelle au produit  $\omega Q_{ext} P(\theta)$  (le produit de la section efficace d'interaction – c.a.d. la profondeur optique –, de l'albédo de simple diffusion et de la valeur de la fonction de phase à l'angle concerné). Le facteur  $S$  (rapport entre les profondeurs optiques à  $1 \mu\text{m}$  et à  $2,5 \mu\text{m}$ ) de notre modélisation est alors égal au rapport du facteur  $\omega Q_{ext} P(\theta)$  à ces deux longueurs d'onde. Pour établir une relation entre le facteur  $S$  issu de notre modélisation et la taille moyenne de la couche d'aérosols observée, nous avons calculé la valeur du produit  $\omega Q_{ext} P(\theta)$  pour différents rayons effectifs  $r_{eff}$ . Pour cela nous avons utilisé le code T-Matrice de Mishchenko et Travis (1998) [160] avec une distribution en taille gamma monomodale de cylindres orientés aléatoirement de ratio axial 2 : 1 et de variance effective  $v_{eff} = 0,3$  [250]. L'indice de réfraction est extrait de [181]. En égalisant  $S$  à ce rapport, nous obtenons une première estimation de la taille des aérosols.

##### V.3.1.b Variations de la taille selon l'incidence solaire

La taille des aérosols est représentée en fonction de l'angle d'incidence solaire sur la Figure V-25. Pour les angles d'incidence modérés (inférieurs à  $60^\circ$ ), aucune corrélation n'est visible : le rayon effectif des particules varie entre  $1$  et  $2 \mu\text{m}$  selon l'époque et la position en accord avec les résultats obtenus récemment sur l'ensemble de la couche d'aérosols (voir section I.1.2.b pour une revue du sujet).

La taille des particules est corrélée à l'angle d'incidence solaire lorsque ce dernier dépasse  $60^\circ$  : les particules responsables de la diffusion de la lumière reçue à ces angles d'incidence ont une taille moyenne inférieure au micron, qui tend vers quelques dixièmes de microns lorsque le soleil est très bas au dessus de l'horizon ( $80^\circ$ ). L'altitude d'interaction avec les

aérosols dépend de l'angle d'incidence solaire (Figure V-26). Au Chapitre II, nous avons montré que dans des conditions typiques (profondeur optique entre 0,5 et 1, aérosols répartis verticalement selon une hauteur d'échelle de 11 km), le mode de la distribution d'altitude d'interaction des photons passe de 0 km (surface) pour les angles d'incidence solaire modérés ( $< 50^\circ$ ) à 15 – 25 km pour une incidence de  $80^\circ$  (Figure II-19). Les observations OMEGA obtenues en visée nadir montrent donc une diminution de la taille des particules selon l'altitude, qui a déjà été observée et modélisée par plusieurs auteurs (voir section I.1.2.b dans le chapitre d'introduction). Lorsque la profondeur optique est très faible ( $< 0,2 - 0,3$ ), les photons interagissent avec la couche d'aérosols proche de la surface même à très forte incidence (Figure II-19). Ceci apparaît dans le diagramme de la Figure V-25 : le point violet de facteur  $S$  égal à 1,8 pour une incidence de  $80^\circ$  correspond à une profondeur optique de 0,19 mesurée à  $L_S 54^\circ$  en 2004 (Figure V-21). Au Chapitre III, nous avons également vu qu'une même pente de profondeur optique permettait de reproduire les observations obtenues à différentes incidences élevées, de  $50^\circ$  à  $80^\circ$ . La profondeur optique était alors également très faible (0,28, voir III.3.3).

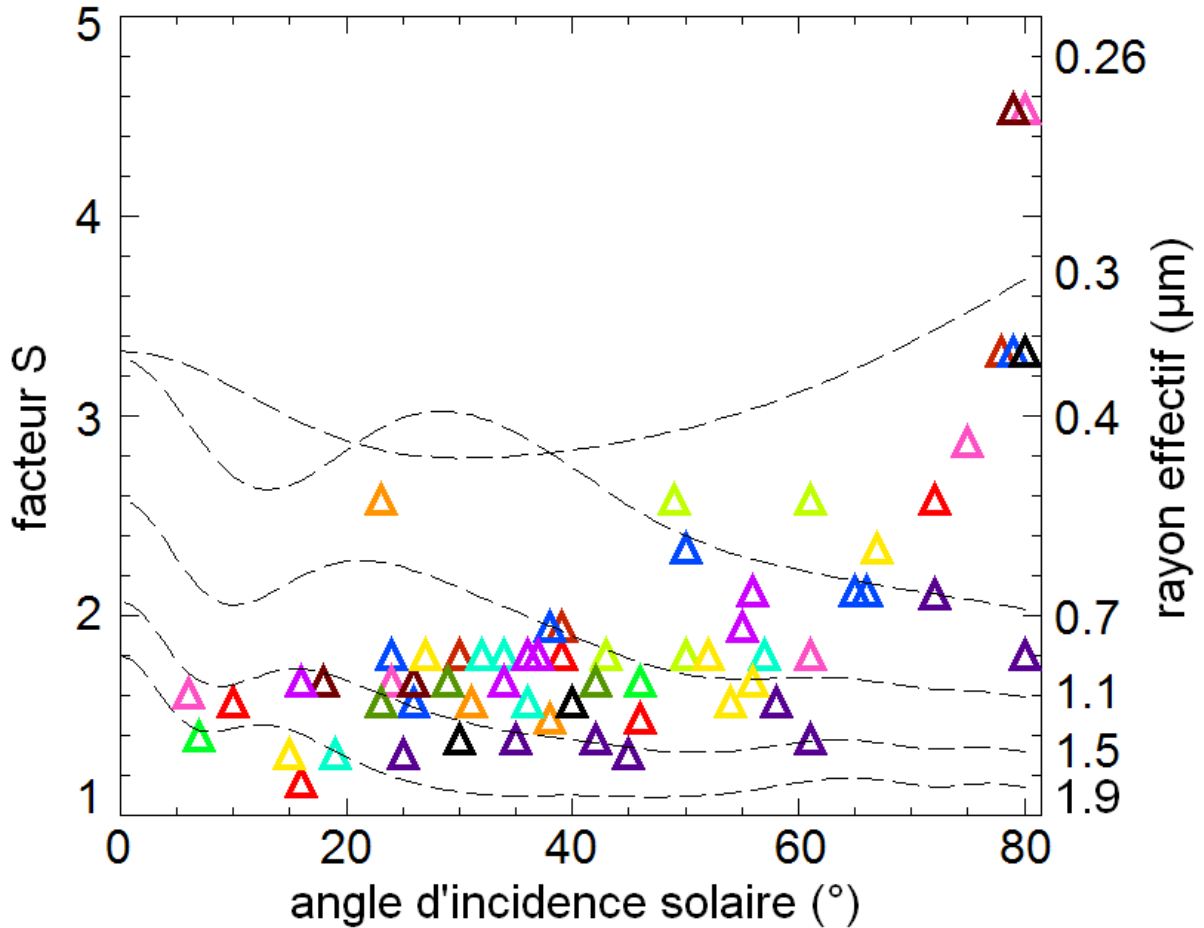


Figure V-25 : Variations du facteur  $S$  (le rapport entre la profondeur optique à  $1 \mu\text{m}$  et à  $2,5 \mu\text{m}$ ) en fonction de l'angle d'incidence solaire (triangles de couleurs). Le rayon effectif correspondant est indiqué sur l'axe des ordonnées de droite : la correspondance entre  $S$  et  $r_{\text{eff}}$  dépend de l'angle d'incidence via la fonction de phase (traits pointillés). Les observations avec des angles d'émergence supérieurs à  $40^\circ$  ne sont pas représentées (la conversion entre  $S$  et  $r_{\text{eff}}$  correspond à la visée nadir).

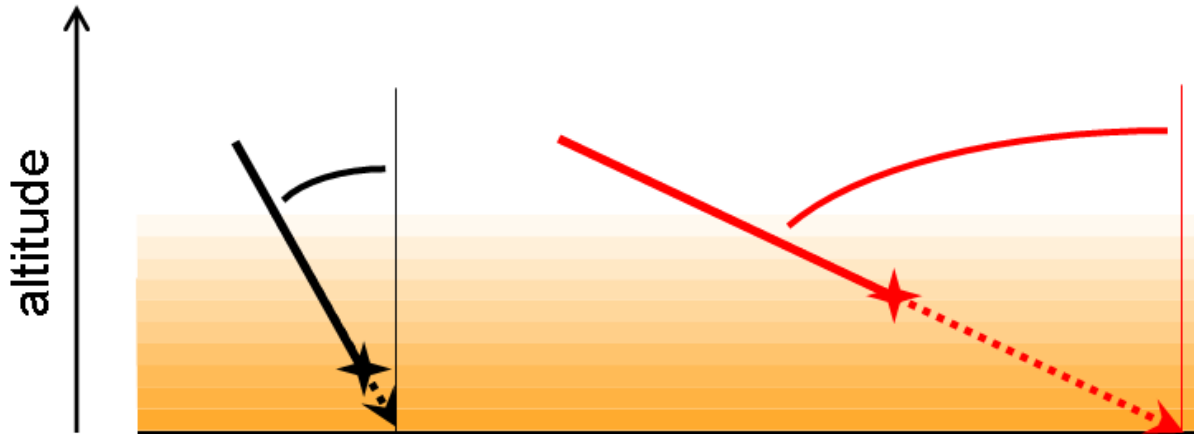


Figure V-26 : Schéma représentant l'évolution de l'altitude d'interaction des photons avec les aérosols selon l'angle d'incidence solaire. La couche d'aérosols est représentée en orange (la densité d'aérosols décroît avec l'altitude). Le point d'interaction du photon avec les aérosols est représenté par une étoile. Deux angles d'incidence sont représentés ( $i_{\text{rouge}} > i_{\text{noir}}$ ). Les deux interactions ont lieu pour la même profondeur optique effective ( $\tau_{\text{eff}} = \tau / \cos(i)$ ). Pour une probabilité donnée d'interagir avec les aérosols, l'altitude d'interaction augmente avec l'angle d'incidence.

### V.3.1.c Variations de la taille des particules durant les tempêtes de poussière

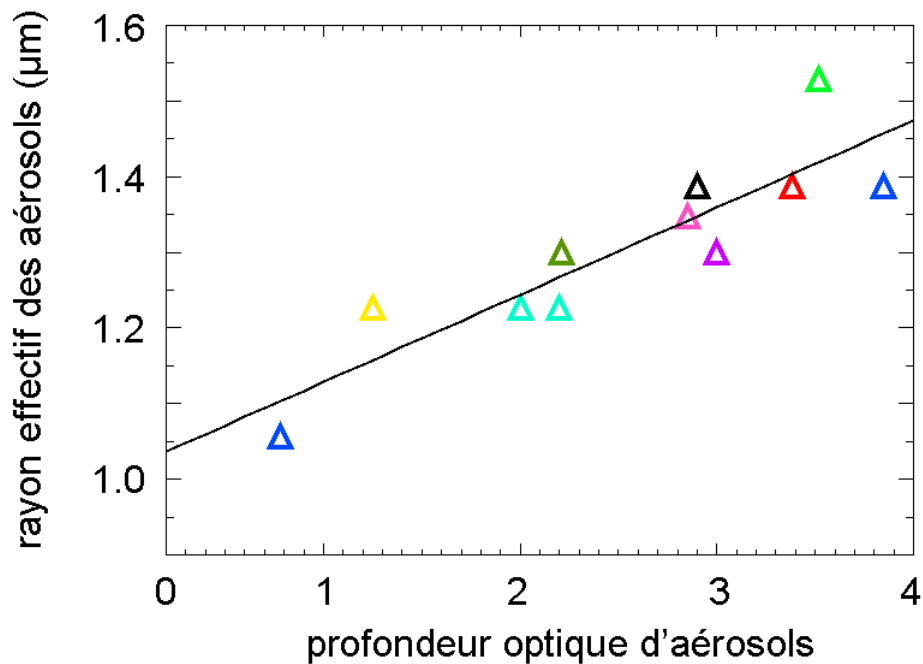


Figure V-27 : Variations de la taille des particules en fonction de la profondeur optique pendant et après la tempête de poussière de l'été 2007 ( $L_S > 265^\circ$ , MY28). Seules les observations pour lesquelles l'angle d'incidence solaire est inférieur à  $70^\circ$  ont été sélectionnées. La conversion du facteur  $S$  en rayon effectif est donnée pour une incidence de  $35^\circ$  (l'incidence moyenne des observations utilisées, la dispersion étant faible).



Nous avons représenté sur la Figure V-27 la variation de la taille des particules en fonction de la profondeur optique pour la période couvrant le maximum et le déclin de la tempête de poussière globale de 2007. Le rayon effectif modélisé décroît régulièrement de  $1,5 \mu\text{m}$  à  $1,1 \mu\text{m}$  lorsque la profondeur optique passe de 4 à moins de l'unité. La taille moyenne des particules en suspension dans l'atmosphère diminue donc à mesure que la tempête se calme et que la profondeur optique décroît. Cette observation indique que les particules les plus grosses soulevées durant la tempête retombent plus vite que les particules légères. D'autres études récentes ont également montré cette évolution (voir [41], [249], [250] et [224] pour les observations ainsi que [172] et [119] pour les modélisations).

### V.3.2. Observations au terminateur

Nous expliquons les variations de la pente spectrale de la contribution des aérosols avec l'incidence par une sensibilité des données OMEGA obtenues en visée nadir à la distribution verticale des aérosols. Nous avons vu au Chapitre II que l'altitude d'interaction des photons avec les aérosols atteint 40 km lorsque l'on s'approche du terminateur avec des profondeurs optiques modérées (Figure II-30). Les observations au terminateur, associées aux résultats du modèle sphérique (II.5), vont donc nous permettre de vérifier notre explication en sondant encore plus haut la couche d'aérosols. L'orbite n°3939, obtenue en janvier 2007 à  $L_S 175^\circ$  (équinoxe de printemps), alors que les régions polaires ne sont pas encore illuminées en permanence, est présentée sur la Figure V-28. A cette époque les modèles de circulation générale prédisent la présence de glace d'eau dans les aérosols, et les observations obtenues par OMEGA en 2005 un peu plus tard dans la saison ( $L_S 190^\circ$ ) présentent une structure de bande à  $3 \mu\text{m}$  (caractérisée par un rapport de réflectance  $3,4 \mu\text{m}/3,525 \mu\text{m}$  inférieur à 0,8) signant la présence de grains micrométriques de glace d'eau caractéristiques des aérosols ([134], voir aussi Figure IV-15).

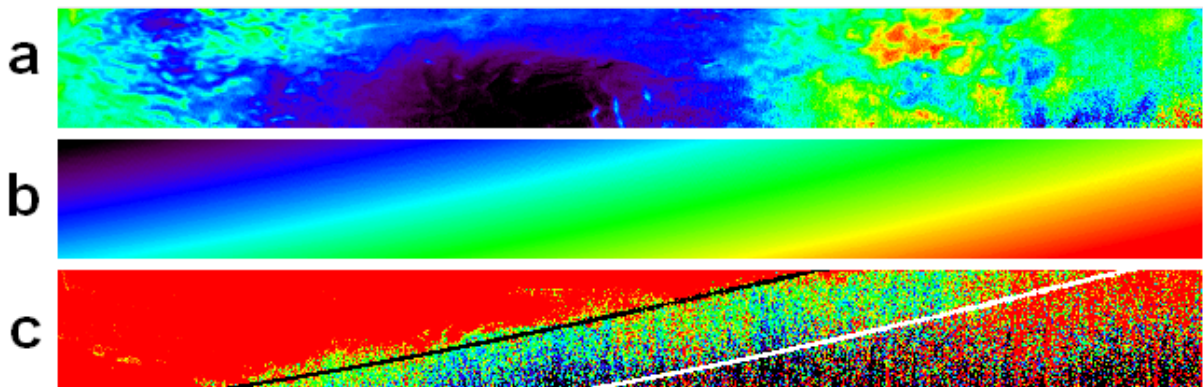


Figure V-28 : Observations OMEGA n°3939\_0 prise au dessus de la calotte polaire sud à  $L_S 175^\circ$ . (a) Carte de la profondeur de la bande de  $\text{CO}_2$  de surface à  $1,43 \mu\text{m}$  (l'intensité de la bande croît du noir au rouge). (b) Variations de l'angle d'incidence solaire, du noir ( $\sim 80^\circ$ ) au rouge ( $> 95^\circ$ ). (c) rapport de réflectance  $3,4 \mu\text{m}/3,525 \mu\text{m}$ , signant la présence de petits grains de glace d'eau dans les aérosols lorsqu'il est inférieur à 0,8 [134] (le codage de couleur est le même que sur la Figure IV-15 : rouge, pas de glace ; autres couleurs, détection de glace). La ligne noire représente l'incidence  $87^\circ$ , la ligne blanche le terminateur ( $i=90^\circ$ ).

Les signatures de grains micrométriques de glace d'eau n'apparaissent qu'au-delà de  $87^\circ$  d'incidence. Les photons qui éclairent la surface à ces incidences ont été diffusés par les aérosols à plusieurs dizaines de kilomètres d'altitude (Figure II-30). C'est à ces altitudes que sont fréquemment observés les nuages et les brumes de glace d'eau (voir section I.1.1.c), notamment ceux dont la profondeur optique normale est trop faible pour influencer sur les observations OMEGA à incidence solaire modérée. L'apparition de signatures de glace d'eau à partir de  $87^\circ$  d'incidence peut donc s'interpréter par l'augmentation de la contribution des aérosols de haute altitude au signal mesuré.

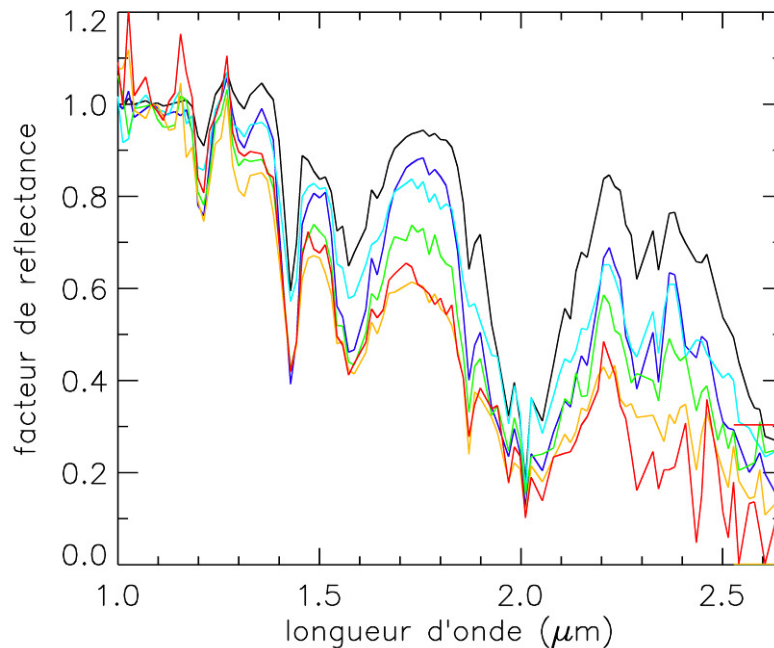


Figure V-29 : Spectres normalisés extraits de l'orbite n°3939 (glace de  $\text{CO}_2$  en surface) pour différentes incidences solaires :  $i=80^\circ$  (noir),  $i=85^\circ$  (bleu),  $i=88^\circ$  (cyan),  $i=89^\circ$  (vert),  $i=90^\circ$  (orange),  $i=91^\circ$  (rouge). La pente du spectre augmente lorsque l'on s'approche du terminateur.

L'évolution du spectre observé à mesure que l'on s'approche du terminateur est représentée sur la Figure V-29. La pente du spectre augmente fortement au voisinage du terminateur, en accord avec une diminution de la taille des particules ainsi qu'avec un changement de nature des aérosols contribuant au signal : à taille de grains équivalente, les aérosols ayant un indice optique réel proche de celui de la glace (1,3) ont une pente de profondeur optique plus grande que celle de grains de poussière (Figure V-30). Une vérification supplémentaire de notre interprétation peut être obtenue en observant le terminateur lorsque la quantité d'aérosols est extrêmement faible : dans ce cas l'ensemble de la couche d'aérosols est traversée, même en incidence rasante (Figure II-31). Le terminateur à haute latitude sud ( $80^\circ$ ) a été observé à  $L_s$  338°. A cette époque la quantité de poussière atmosphérique est voisine de 0,1 (voir IV.5.1.c). Les spectres issus de cette observation ne présentent pas de variation de pente, et peuvent être reproduits à l'aide de notre modèle sphérique en supposant une couche d'aérosols confinée près de la surface ( $H = 6\text{ km}$ ) de profondeur optique 0,1 (Figure V-31), en accord avec notre explication.



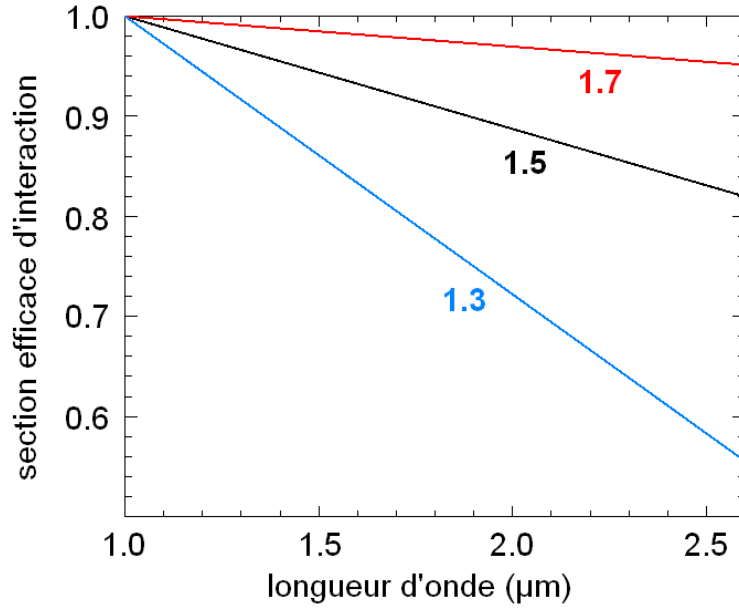


Figure V-30 : Influence de l'indice réel de réfraction sur la pente spectrale de la section efficace d'interaction des aérosols. Le code Mie de Mishchenko et Travis est utilisé [160] avec une distribution en taille ( $r_{\text{eff}} = 1.2 \mu\text{m}$ ,  $v_{\text{eff}} = 0.5 \mu\text{m}$ ) de sphères d'indice imaginaire 0,002. Trois indices réels sont représentés : 1,7 (rouge), 1,5 (noir), et 1,3 (bleu).

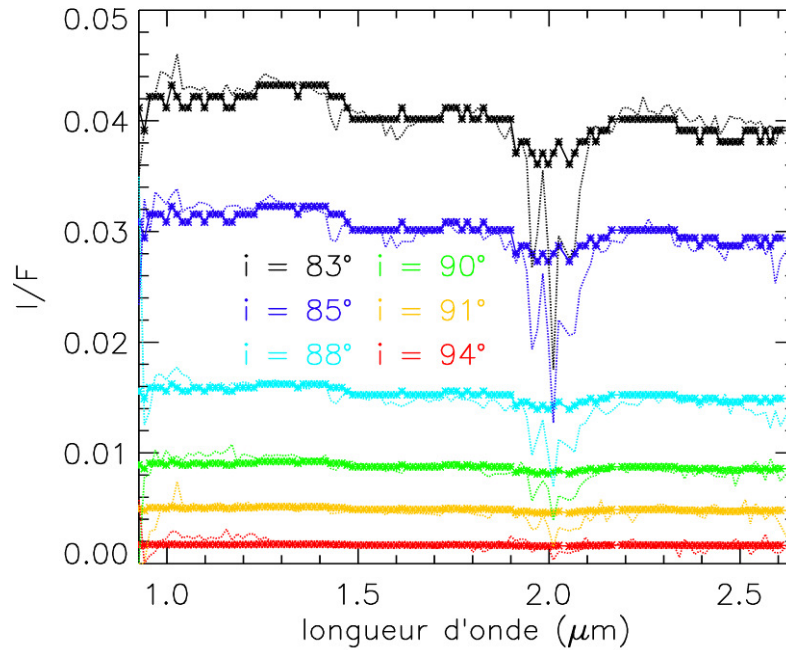


Figure V-31 : Spectres observés (pointillés, calibrés en  $I/F$ ) lors de l'observation n°0041\_0, à  $L_s$  338° (à environ 280°E, 80°S). L'incidence solaire augmente du noir ( $i=83^\circ$ ) au rouge (côté nuit,  $i=94^\circ$ ), en passant par le terminateur (vert). Le modèle sphérique est utilisé pour reproduire ces spectres (étoiles) avec une hauteur d'échelle de 6 km et une profondeur optique de 0,1.

## V.4. Correction de la contribution des aérosols

### V.4.1. Observations OMEGA

L'analyse précédente a démontré d'une part que la profondeur optique mesurée par les *Mars Exploration Rovers* au voisinage de l'équateur à deux longitudes opposées était représentative de la quantité moyenne d'aérosols sur toutes les régions situées aux latitudes basses à moyennes, et d'autre part qu'il était possible de modéliser la contribution des aérosols aux observations OMEGA en utilisant notre modèle et ces mesures. Ceci nous offre la possibilité de retirer au premier ordre de chaque observation OMEGA acquise aux latitudes basses à moyennes la contribution de la poussière atmosphérique. Une incertitude importante demeure cependant : la pente spectrale de profondeur optique, qui n'est pas mesurée par les MER. Au premier ordre nous observons (Figure V-25) que le rapport entre la profondeur optique à  $1\text{ }\mu\text{m}$  et celle à  $2,5\text{ }\mu\text{m}$  varie autour de 1,8 lorsque l'incidence est inférieure à  $70^\circ$  ; il s'agit de la valeur de la pente spectrale déterminée en Figure V-6 grâce à l'observation EPF. Cette pente spectrale peut donc être utilisée pour réaliser les corrections au premier ordre. Un exemple est donné sur la Figure V-32, au voisinage du Rover Opportunity, ce qui réduit les incertitudes liées aux variations spatiales de profondeur optique. Les deux spectres de surface modélisés à différentes époques sont similaires.

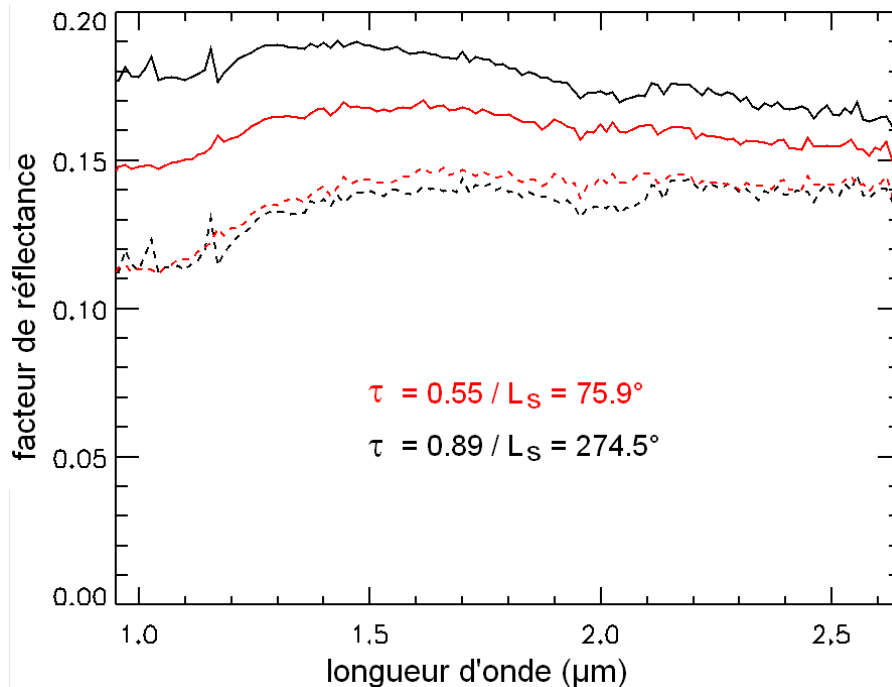
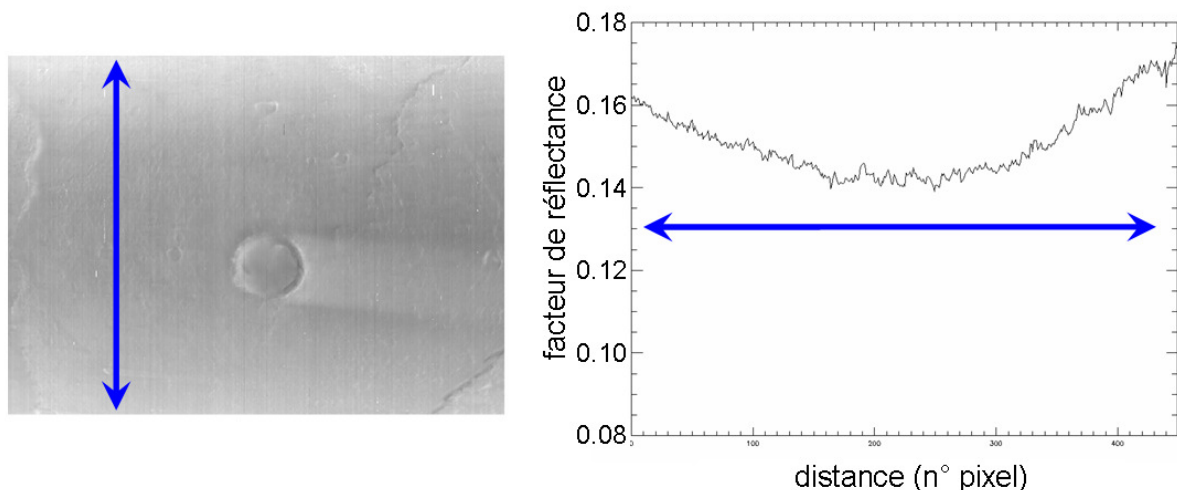


Figure V-32 : Deux observations OMEGA d'un terrain sombre situé à  $\{354,7^\circ\text{E}, 2,63^\circ\text{S}\}$  près du site d'atterrissage d'Opportunity (traits pleins) avec des angles photométriques similaires (visée nadir, incidence de  $50^\circ$ ) mais une profondeur optique différente. La profondeur optique mesurée par PanCam à  $0,88\text{ }\mu\text{m}$  est indiquée. Les spectres corrigés (pointillés) sont similaires.

### V.4.2. Observations CRISM

Ce type de méthode présente plusieurs limitations : des variations spatiales existent dans la profondeur optique d'aérosols et la pente spectrale de profondeur optique n'est pas déterminée pour chaque observation. Ces problèmes ne se posent pas pour les observations CRISM obtenues à haute résolution, car une séquence EPF est réalisée en association avec chacune de ces observations (IV.5.2). Il est donc possible d'obtenir la profondeur optique et ses variations spectrales telles qu'elles étaient au moment de l'obtention de l'image. S'il est possible de retirer la contribution des aérosols des données CRISM avec des paramètres plus précis que pour les données OMEGA, il est également davantage nécessaire de corriger les observations CRISM car l'angle d'émergence varie au cours des observations à haute résolution (IV.5.2.a). En conséquence, la contribution des aérosols varie au sein d'une même image. Un exemple d'observation de ce type est indiqué sur la Figure V-33 : une région d'albédo homogène, sombre, est imagée ; l'albédo apparaît brillant aux bords de l'image car la contribution des aérosols augmente avec l'émergence qui varie de  $0^\circ$  au centre de l'image à plus de  $30^\circ$  aux bords inférieur et supérieur de l'image.



*Figure V-33 : FRT n°50B2, au dessus de Nili Fossae / Syrtis Major. (Gauche) facteur de réflectance à  $1\ \mu\text{m}$ . (Droite) profil spatial prélevé sur l'image de gauche (double flèche bleue). Alors que la région observée est d'albédo homogène, le facteur de réflectance observé varie entre les bords où il est compris entre 0.16 et 0.18 et le centre de l'image où il est voisin de 0.14.*

De manière similaire à ce qui a été réalisé pour OMEGA (III.5), il est possible de modéliser la séquence EPF associée à cette image (Figure V-34) pour déterminer la profondeur optique d'aérosols (Figure V-35) et ainsi corriger l'image centrale à haute résolution (Figure V-36). La profondeur optique modélisée à  $1\ \mu\text{m}$  est de 0.6, une valeur comparable à celles mesurées par les Rovers au moment de cette observation (0.7 et 0.8). Pour corriger l'image centrale nous utilisons une pente de profondeur optique lisse car les variations à petite échelle de la pente modélisée sont des artefacts de la méthode (III.3.3). Cette correction permet de supprimer l'augmentation de réflectance observée aux bords de l'image (Figure V-36).

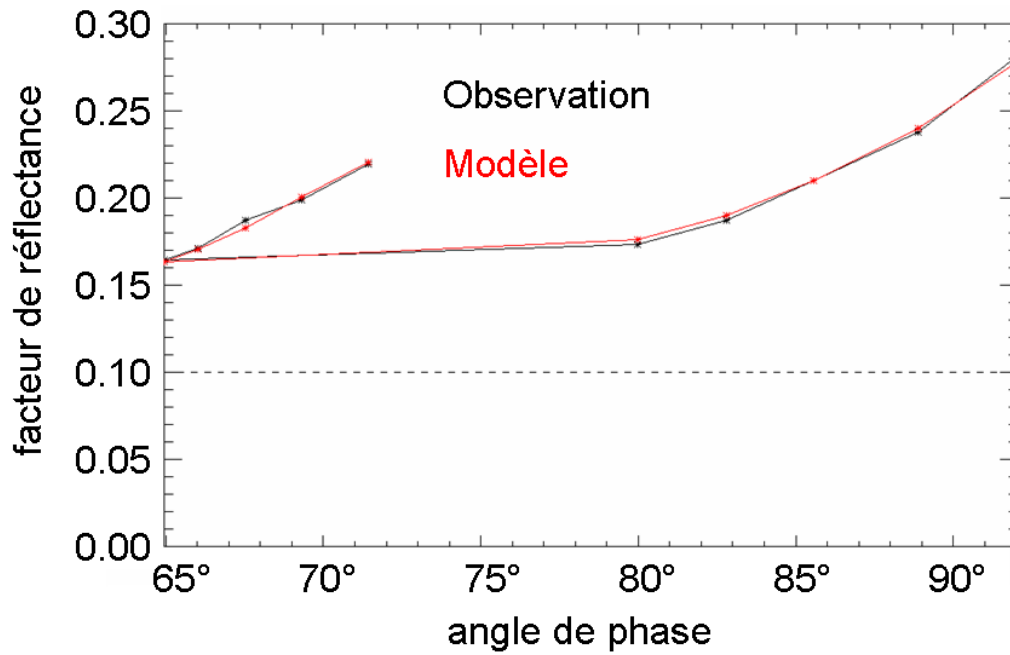


Figure V-34 : courbe de phase à 1  $\mu\text{m}$  associée à l'observation à haute résolution de la Figure V-33 (FRT n°50B2). L'observation est en noire et le meilleur ajustement du modèle en rouge. L'albédo de surface est indiqué en pointillé. La courbe de phase observée est parfaitement reproduite par le modèle si l'on suppose un albédo de surface de 0.10 et une profondeur optique d'aérosols de 0.6.

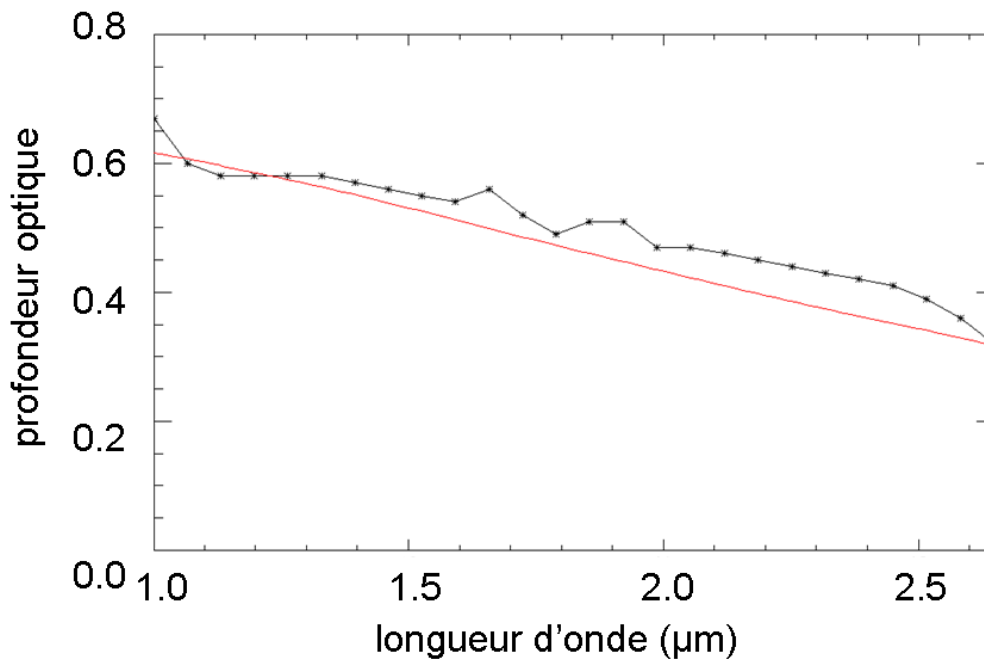


Figure V-35 : Profondeur optique modélisée à partir de l'observation CRISM FRT n°50B2 (en noir), et pente typique obtenue avec OMEGA (en rouge, cf. Figure V-6).

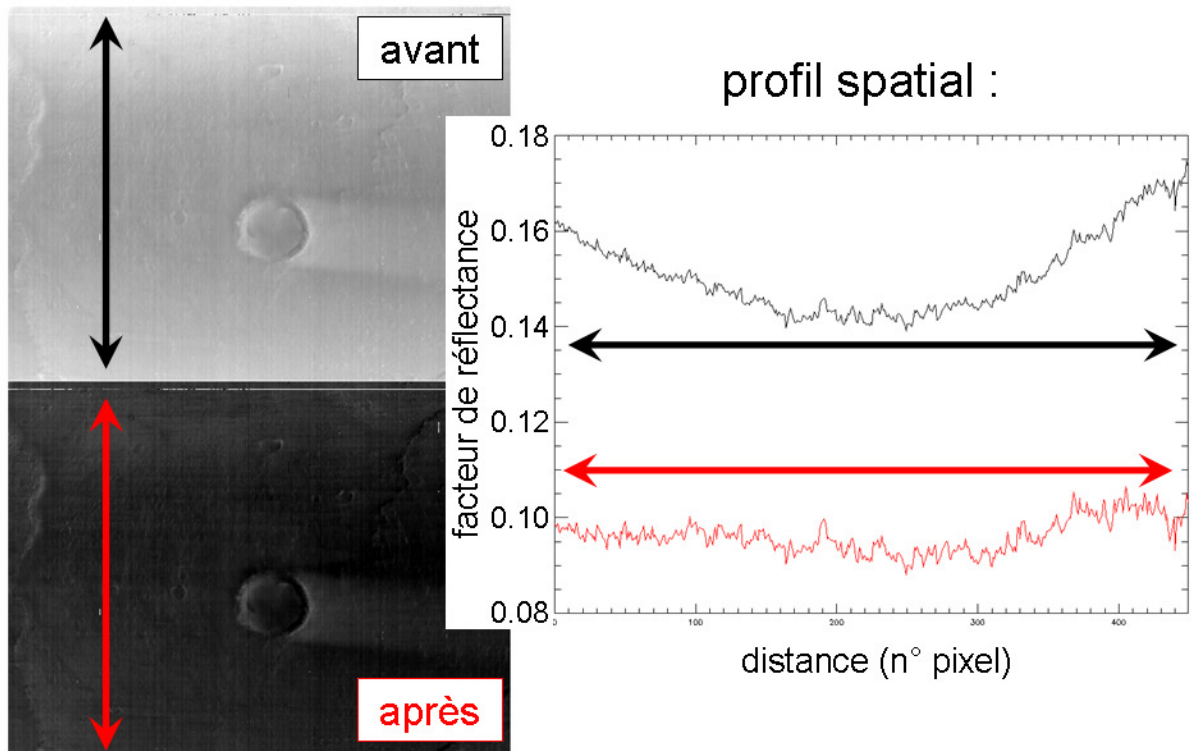


Figure V-36 : Observation FRT n°50B2 avant (noir) et après (rouge) avoir retiré la contribution des aérosols. Gauche : facteur de réflectance. Droite : profil spatial.

### V.4.3. Applications

#### V.4.3.a Quantification de la minéralogie de surface

Pour quantifier la composition minéralogique des sols martiens à partir des observations OMEGA, une méthode consiste à rechercher le mélange minéralogique qui permet de reproduire le spectre observé en utilisant un modèle de transfert radiatif de surface (voir par exemple [198], [53]). Ce type de méthodes repose sur la minimisation de l'écart quadratique moyen entre le spectre observé et le spectre modélisé. Ces méthodes ne donnent des résultats satisfaisants que si chaque constituant de surface est caractérisé par des structures spectrales qui lui sont spécifiques. Les terrains sombres de Mars sont composés de minéraux tels les pyroxènes ou l'olivine qui signalent leur présence en réflectance dans l'infrarouge proche par des bandes d'absorption larges de plusieurs dixièmes de micromètre [174]. La contribution des aérosols est caractérisée par une pente décroissante entre  $0.9\ \mu\text{m}$  et  $2.6\ \mu\text{m}$  qui va modifier la forme et la profondeur de ces bandes d'absorptions. Afin de quantifier l'impact des aérosols sur la modélisation de la composition minéralogique de surface à partir des données OMEGA, François Poulet a réalisé la modélisation d'une orbite OMEGA avant et après correction de la contribution des aérosols. Cette observation a été obtenue avec des angles d'incidence solaire modérés et lorsque l'atmosphère de Mars était claire. Dans ces conditions favorables les aérosols modifient de quelques % seulement les concentrations minéralogiques modélisées, alors que la précision du modèle est typiquement de  $\pm 5 / \pm 10\ %$  [200]. Il est donc possible de déterminer au premier ordre la minéralogie des sols de Mars à

partir des observations obtenues dans des conditions favorables (faibles profondeurs optiques, angles d'incidence solaire modérés) sans corriger ces observations de la contribution des aérosols.

#### V.4.3.b Etude de l'évolution dans le temps des minéraux de surface

Certains minéraux détectés à la surface de Mars, comme la goethite, ne sont pas thermodynamiquement stables dans les conditions régnant actuellement sur Mars [33], et/ou peuvent facilement évoluer sous l'action d'un changement modérée de conditions (température, hydratation) [80]. La kiesérite, un sulfate monohydraté découvert par OMEGA (I.3.2.a), peut s'hydrater pour devenir un sulfate de magnésium polyhydraté, l'un des candidats possibles aux sulfates polyhydratés détectés par OMEGA [76]. Certaines zones de Valles Marineris contiennent des couches alternées de kiesérite et de sulfates polyhydratés. Afin d'étudier la stabilité dans le temps de ces assemblages dans les conditions actuelles, Leah Roach a analysé les observations OMEGA et CRISM de ces régions qui s'étendent sur deux années martiennes. L'objectif était de rechercher d'éventuelles variations dans le niveau d'hydratation des sulfates [202]. Ce type d'analyse requiert une prise en compte minutieuse de la contribution des aérosols car ces derniers varient d'une observation à l'autre et peuvent réduire la profondeur apparente des bandes d'absorptions caractéristiques des sulfates. Aucune variation saisonnière ou annuelle de l'état d'hydratation des surfaces observées au niveau de ces dépôts stratifiés de sulfate n'a été détectée une fois la contribution des aérosols enlevée (Figure V-37).

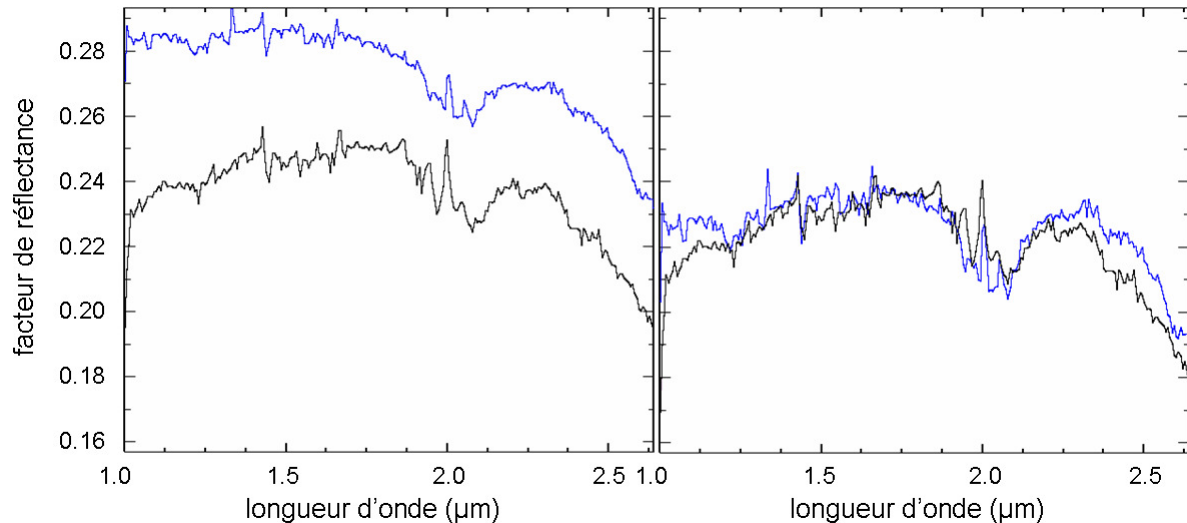


Figure V-37 : Exemple de spectre de sulfate observé au niveau d'East Candor Chasma par l'instrument CRISM. En noir, l'observation HRS2FAF obtenue à  $L_S 134,5^\circ$  en atmosphère claire ( $\tau = 0.4$ ) ; en bleu l'observation HRL6844 obtenue à  $L_S 271,2^\circ$  pendant l'orage de poussière de l'été 2007. A gauche sont représentés les spectres en réflectance avant retrait de la contribution des aérosols, à droite après. Les spectres de surface sont similaires à deux époques très différentes.

# Conclusion

Trois imageurs spectraux visibles et proches infrarouges ont été à ce jour insérés en orbite autour de la planète Mars : ISM en 1989, à bord de la sonde soviétique *Phobos*, OMEGA fin 2003, embarqué sur la sonde européenne *Mars Express*, puis CRISM en 2006, sur la sonde américaine *Mars Reconnaissance Orbiter*. Les poussières en suspension dans l'atmosphère de Mars, qui interceptent au minimum 20% du rayonnement solaire incident, influent sur chaque observation de la surface réalisée par ces instruments. Contrairement à la sonde *Phobos*, qui n'a été en mesure d'observer que les régions équatoriales de Mars, et pendant un mois et demi seulement, l'instrument OMEGA avait déjà cartographié plus de 80% de la planète pendant près de deux ans lorsque cette thèse a débuté en octobre 2005. Un an plus tard l'instrument CRISM a entamé sa campagne d'observation en se focalisant sur l'analyse à haute résolution spatiale de zones présélectionnées grâce à OMEGA et sur la réalisation d'observations à angle de phase variable pour l'étude de l'atmosphère. Cette thèse a été consacrée à la modélisation de la contribution des aérosols martiens aux observations de l'instrument OMEGA et, dans une moindre mesure, de l'instrument CRISM, avec deux objectifs principaux :

- étudier les caractéristiques physiques et la variabilité des aérosols martiens, tant temporelle que spatiale.
- déterminer les spectres de réflectance de la surface corrigés de la contribution des aérosols, afin d'améliorer l'interprétation des données d'imagerie spectrale dans le visible et le proche infrarouge pour la minéralogie ou l'étude des glaces en surface.

Pour quantifier et extraire la contribution des aérosols aux observations réalisées par ces instruments, un modèle de type Monte-Carlo a été développé durant cette thèse. En simulant le trajet d'un grand nombre de photons dans une couche de particules en suspension, il est possible de déterminer le comportement statistique moyen de ces photons. Ce concept permet de reproduire le devenir du rayonnement qui interagit avec les particules peuplant une atmosphère planétaire, pour peu que l'on connaisse les caractéristiques optiques de ces particules. Les données accumulées ces dernières années ont cependant démontré que les propriétés des poussières de l'atmosphère de Mars sont variables dans le temps et l'espace, et seulement partiellement prédictibles. A cette variabilité s'ajoutent deux obstacles supplémentaires à la réalisation d'une modélisation applicable à l'ensemble du jeu de données OMEGA : les informations limitées disponibles sur le comportement proche infrarouge des aérosols, qui résultent de la faible quantité d'observations de Mars réalisée dans ce domaine de longueur d'onde, et les lacunes géographiques dans les connaissances des propriétés des

aérosols martiens : les aérosols des régions polaires notamment ont été beaucoup moins observés et étudiés que ceux des régions équatoriales. Il a donc été nécessaire de développer des techniques spécifiques permettant de réaliser simultanément la détermination des propriétés optiques des aérosols au moment de l'observation et la séparation des deux composantes – surface et aérosols – contribuant au signal mesuré dans l'infrarouge proche. Pour mener à bien ce type d'analyse, les méthodes Monte-Carlo se révèlent un outil puissant, car elles permettent de modéliser le transfert du rayonnement sans approximation pour une grande variété de géométries et lorsque la diffusion multiple domine. Ces aspects sont essentiels lorsque l'on souhaite analyser la contribution peu étudiée des aérosols aux observations des régions polaires. Les incidences solaires y sont élevées, ce qui a conduit à développer et à valider un modèle sphérique en trois dimensions de propagation des photons dans une couche d'aérosols.

Le travail réalisé dans le cadre de cette thèse a permis d'étudier les propriétés optiques et physiques de la poussière atmosphérique martienne. Les résultats d'OMEGA confirment les importantes variations spatiales et temporelles des aérosols martiens, avec des informations nouvelles en particulier sur les régions à haute latitude. Accroître notre connaissance sur les aérosols permet notamment de mieux contraindre les modèles de circulation générale de l'atmosphère, modèles utilisés pour remonter le temps et aider à comprendre les conditions atmosphériques qui régnaient sur Mars par le passé. La taille moyenne de l'ensemble de la couche de particules – caractérisée par le rayon effectif de la distribution – varie entre 1 et 2 micromètres selon la localisation géographique et la saison. Lors des semaines qui ont suivi la grande tempête de poussière de l'été 2007, le rayon effectif des aérosols a ainsi diminué de 30% car les grosses particules soulevées durant la tempête sont retombées en surface plus rapidement que les petites particules. Le temps de résidence d'un grain en suspension dépend également de la densité atmosphérique : lorsque l'altitude augmente, la taille moyenne des aérosols diminue. Cette diminution a pu être détectée dès les premières dizaines de kilomètres de l'atmosphère grâce à des observations de la surface de Mars obtenues lorsque le soleil est bas au dessus de l'horizon. Toutes ces variations de la taille des aérosols ont des conséquences sur leurs propriétés optiques. Si les variations spectrales et temporelles de l'albédo de simple diffusion – voisin de 0.97 dans l'infrarouge proche, et de la fonction de phase – convenablement approchée par les fonctions modélisées par Ockert-Bell et al. (1997) et Tomasko et al. (1999) – sont négligeables au premier ordre, ce n'est pas le cas pour la section efficace d'interaction des aérosols, c'est-à-dire pour la dépendance spectrale de la profondeur optique. Celle-ci décroît entre 0.9 et 2.6  $\mu\text{m}$  d'un facteur variant autour de 1.9. Ce facteur tend vers 1 lorsque la taille des particules dépasse 2  $\mu\text{m}$  et devient supérieur à 3 lorsque les particules ont une taille inférieure au micron.

L'injection de poussière depuis la surface, puis leur précipitation, modifient la quantité d'aérosols présente dans l'atmosphère de Mars. Ces variations ont notamment été étudiées grâce aux données acquises ces 10 dernières années dans l'infrarouge thermique. Ces données servent actuellement de référence à plusieurs analyses mais ne sont pas disponibles au dessus des régions couvertes de glace car le contraste thermique entre la surface et l'atmosphère y est trop faible. Une méthode innovante a été développée durant cette thèse pour cartographier la poussière atmosphérique au dessus des régions couvertes de glace de  $\text{CO}_2$ . Cette glace se caractérise dans l'infrarouge proche par une bande d'absorption saturée à 2.64  $\mu\text{m}$ . Le signal



mesuré à cette longueur d'onde a été utilisé pour réaliser au dessus de la calotte polaire sud de Mars des cartes de profondeurs optiques entre le milieu du printemps et le milieu de l'été. Ces cartes espacées d'un jour à une semaine ont permis d'observer l'origine des variations de poussière au dessus du pôle et de suivre l'évolution de ces variations (déplacement de nuages de poussière provenant de l'extérieur de la calotte, nettoyage de la poussière par condensation de glace d'eau dans l'atmosphère, précipitation de poussières en surface après une tempête globale...)

Déterminer la quantité et les propriétés optiques des aérosols a permis le développement de plusieurs techniques visant à modéliser le spectre en réflectance de la surface de Mars. Dans les régions polaires, il est possible de séparer la contribution de la surface de celle des aérosols en comparant une observation obtenue alors que le soleil éclaire la surface en incidence rasante avec une observation pour laquelle le soleil est plus haut dans le ciel. Le trajet des photons dans l'atmosphère varie en effet fortement entre deux observations de ce type. Durant les premières semaines suivant le solstice d'été, l'atmosphère est de moins en moins chargée en poussière au voisinage du pôle Nord. Simultanément, les propriétés optiques de la glace en surface évoluent. La modélisation de l'information propre à la surface a permis de déterminer la cause cette évolution : au début de l'été, la taille des grains de glace apparents augmente, et simultanément, la contamination en poussière de la couche de glace supérieure diminue. Cette évolution est cohérente avec un scénario dans lequel de petits grains de glace d'eau se déposent l'hiver sur les surfaces en permanence gelées. Ces grains emprisonnent de la poussière, qui est libérée au solstice d'été lorsqu'ils se subliment. La couche de glace pérenne, à gros grains, redevient exposée, alors que les grains de poussières libérés quittent la couche de glace supérieure. Ces observations, mises en parallèle avec les analyses conduites au pôle sud et décrites dans le paragraphe précédent, illustrent les interactions importantes qui lient poussière atmosphérique et poussière en surface dans les régions polaires : la poussière atmosphérique est responsable d'une contamination de la glace en surface, soit en servant de noyau de nucléation dans l'atmosphère, soit par sédimentation après une tempête.

La précipitation de poussière atmosphérique en surface a également été étudiée aux latitudes moyennes. Observées depuis l'extérieur, les régions non polaires de Mars sont caractérisées par différentes structures d'albédo, sombres et claires, dont la réflectance varie dans le temps. Ces variations ont été analysées et modélisées durant cette thèse : elles résultent principalement non pas de changements en surface, comme la précipitation de poussières brillantes sur un terrain sombre, mais de variations de la contribution des aérosols d'une observation à l'autre. Ces changements proviennent à la fois de modifications de la quantité de poussière en suspension, ainsi que de variations dans les conditions d'éclairement ou d'observation. Aucun dépôt généralisé de poussière n'a notamment été détecté sur l'ensemble des terrains sombres après la tempête globale de 2007. Des dépôts localisés sont en revanche observés aux frontières entre terrains sombres et terrains clairs. Ces observations sont cohérentes avec le fait que les régions sombres de Mars sont globalement stables depuis qu'elles sont référencées, la forme exacte de ces régions et la position des frontières d'albédo pouvant évoluer légèrement d'une année sur l'autre.

Les travaux effectués lors de cette thèse ouvrent des perspectives dans plusieurs directions. Les résultats majeurs obtenus par OMEGA puis CRISM sur la caractérisation minéralogique

de la surface ont été déduits de spectres intégrant la contribution des aérosols par détection des signatures caractéristiques des minéraux silicatés primaires et des minéraux hydratés. L'analyse quantitative de la composition minéralogique de surface et l'étude de l'évolution dans le temps des caractéristiques spectrales requièrent l'application des méthodes de séparation de la contribution de surface et de celle des aérosols présentées dans ce manuscrit. Développées pour l'analyse des données OMEGA, ces techniques de modélisation des spectres de surface sont particulièrement bien adaptées à l'exploitation des données de CRISM : cet instrument réalise de manière systématique des observations de la surface avec différents angles photométriques lors de chaque observation à haute résolution, ce qui permet de déterminer l'épaisseur optique avec l'approche présentée au chapitre 3. Les premiers tests en ce sens présentés dans le chapitre 5 démontrent l'efficacité et l'utilité de ces méthodes. La caractérisation précise de la composition et de l'évolution temporelle des surfaces martiennes à l'aide de l'imagerie proche infrarouge est particulièrement d'actualité à l'heure où les sites d'atterrissage des futures missions américaine (Mars Surface Laboratory) et européenne (ExoMars) dédiées à des objectifs exobiologiques doivent être sélectionnés. Ces missions seront en effet très probablement consacrées à l'étude de l'un des sites riches en minéraux hydratés découverts par OMEGA.

Les techniques développées durant cette thèse permettent également d'étudier les propriétés des atmosphères planétaires chargées en aérosols, en particulier au voisinage des pôles. Le modèle de transfert radiatif en géométrie sphérique rend possible l'analyse systématique des observations réalisées au terminateur de Mars. Cette analyse permettra d'étudier la structure verticale des aérosols martiens (variations dans la nature et la taille des particules, évolution de la hauteur d'échelle...), sans se restreindre aux couches externes de l'atmosphère comme c'est le cas lors de l'analyse d'observations de l'atmosphère au dessus du limbe. Adapté à l'étude des observations polaires éloignées des solstices, le modèle sphérique pourra notamment être utilisé pour couvrir la formation de la région cryptique à la fin de l'hiver austral. L'atterrissage à plus de  $68^\circ$  de latitude nord en mai 2008 de la mission Phoenix rend désormais possible l'étude des aérosols des régions polaires depuis la surface. La station météorologique MET embarquée sur *Phoenix* comprend notamment le premier lidar envoyé sur Mars. Ces observations depuis la surface pourront être comparées aux observations obtenues par OMEGA et CRISM en utilisant les méthodes spécifiquement dédiées aux fortes incidences solaires caractéristiques des régions à haute latitude développées durant cette thèse. Notons enfin que les modélisations sphériques de type Monte-Carlo sont particulièrement adaptées à l'analyse de la contribution des aérosols aux observations de Titan, car les épaisseurs optiques y sont très importantes. Ce satellite de Saturne est actuellement observé par l'imageur spectral proche infrarouge VIMS, sur *Cassini*, dont la mission a été étendue jusqu'en juillet 2010.

## Références

- [1] Allen, C. C. ; Gooding, J. L. ; Jercinovic, M. ; *et al.* Altered basaltic glass - A terrestrial analog to the soil of Mars. *Icarus*, 1981, n° 45, p. 347-369.
- [2] Anderson, F. S. ; Greeley, R. ; Xu, P. ; *et al.* Assessing the Martian surface distribution of aeolian sand using a Mars general circulation model. *J. Geophys. Res.*, 1999, n° 104(E8), p. 18991-19002.
- [3] Armstrong, J. C. ; Titus, T. N. ; Kieffer, H. H. Evidence for subsurface water ice in Korolev crater, Mars. *Icarus*, 2005, n° 174, p. 360–372.
- [4] Balme, M. R. ; Whelley, P. L. ; Greeley, R. Mars: Dust devil track survey in Argyre Planitia and Hellas Basin. *J. Geophys. Res.*, 2003, n° 108(E8), p. 5086.
- [5] Bandfield, J. L. ; Smith, M. D. Multiple emission angle surface-atmosphere separations of thermal emission spectrometer data. *Icarus*, 2003, n°161(1), p. 47-65.
- [6] Bandfield, J. L. ; Glotch, T. D. ; Christensen, P. R. Spectroscopic Identification of Carbonate Minerals in the Martian Dust. *Science*, 2005, n°301(5636), p. 1084-1087.
- [7] Barlow, N. G. *Mars: An introduction to its interior, surface and atmosphere*. New York : Cambridge University Press, 2008. 264 p. ISBN 978-0-521-85226-5
- [8] Bass, D. S. ; Herkenhoff, K. E. ; Paige, D. A. Variability of Mars' North polar water ice cap I. *Icarus*, 2000, n° 144, p. 382-396.
- [9] Basu, S. ; Richardson, M. I. ; Wilson, R. J. Simulation of the Martian dust cycle with the GFDL Mars GCM. *J. Geophys. Res.*, 2004, n° 109(E11006).
- [10] Basu, S. ; Wilson, J. ; Richardson, M. ; *et al.* Simulation of spontaneous and variable global dust storms with the GFDL Mars GCM. *J. Geophys. Res.*, 2006, n°111(E09004).
- [11] Bell, J. F. III ; *et al.* Mineralogic and compositional properties of Martian soil and dust: Result from Mars Pathfinder. *J. Geophys. Res.*, 2000, n° 105(E1), p. 1721-1755.
- [12] Bellucci, G. ; Altieri, F. ; Bibring, J.-P. ; *et al.* OMEGA/Mars Express: Visual channel performances and data reduction techniques. *Planet. Space Sci.*, 2006, 54(7), 675-684.

- [13] Bibring, J.-P. ; *et al.* ISM observations of Mars and Phobos: First results. *LPSC n°20*, 1990, p 461-471.
- [14] Bibring, J.-P., *et al.* OMEGA : Observatoire pour la minéralogie, l'eau, les glaces et l'activité, in *Mars Express : The scientific Payload*, 2004, A. Wilson (ed.), ESA SP-1240, Noorwijk, Netherlands, p. 37-49.
- [15] Bibring, J.-P. ; *et al.* Perennial water ice identified in the south polar cap of Mars. *Nature*, 2004, n° 428(6983), p. 627-630.
- [16] Bibring, J.-P. ; Langevin, Y. ; Gendrin, A. ; *et al.* Mars Surface Diversity as Revealed by the OMEGA/Mars Express Observations, *Science*, 2005, n° 307, p. 1576.
- [17] Bibring, J.P. ; Langevin, Y.; Mustard, J.; *et al.* Global Mineralogical and Aqueous Mars History Derived from OMEGA/Mars Express Data. *Science*, 2006, 312, 5772, 400-404.
- [18] Bibring, J.-P. ; Langevin, Y. ; Poulet, F. ; *et al.* Mars Climatic and Geological History, Derived from the OMEGA/MEx Data. 7<sup>th</sup> *Intern. Conf. Mars*, 2007, p. 3234.
- [19] Bibring, J.-P. Mars history and evolution, revisited by on going space exploration. *European Geophysical Union*, Vienne, 2008, n°EGU2008-A-12453.
- [20] Bonnello, G. *Etalonnage au sol d'expériences spatiales de spectro-imagerie visible et proche infrarouge pour l'étude de surfaces planétaires – Cas de VIRTIS sur ROSETTA et OMEGA sur MARS-EXPRESS*. Thèse de doctorat, Université Paris 11, 2001.
- [21] Borghese, F. ; Denti, P. ; Saija, R. *Scattering from Model Nonspherical Particles – Theory and applications to Environmental Physics*. Berlin : Springer, 2007, 348 p.
- [22] Bourgeois, C. S. ; Calanca, P. ; Ohmura, A. A field study of the hemispherical directional reflectance factor and spectral albedo of dry snow. *J. Geophys. Res.*, 2006, n° 111(D20108).
- [23] Brissaud O. ; Schmitt, B. ; Bonnefoy, N. ; *et al.* Spectrogonio radiometer for the study of the bidirectional reflectance and polarization functions of planetary surfaces. 1. Design and tests. *Ap. Opt.*, 2004, n° 43, p. 1926-1937.
- [24] Brown ; McGuire ; Wolff. Atmospheric modeling of the martian polar regions: CRISM EPF coverage during the south polar spring recession. *LPSC n°39*, 2008, p.2140.
- [25] Byrne, S. ; Zuber, M. T. ; Neumann, G. A. Interannual and seasonal behavior of Martian residual ice-cap albedo. *Planet. Space Sci.*, 2008, n° 56(2), p. 194-211.
- [26] Cantor B. A. ; James, P. B. ; Caplinger, M. ; *et al.* Martian dust storms: 1999 Mars Orbiter Camera observations. *J. Geophys. Res.*, 2001, n° 106(E10), p. 23653-23688.
- [27] Cantor, B. A. ; Kanak, K. M. ; Edgett, K. S. Mars Orbiter Camera observations of Martian dust devils and their tracks (September 1997 to January 2006) and evaluation of theoretical vortex models. *J. Geophys. Res.*, 2006, n°111(E12002).

- [28] Cantor, B. A. MOC observations of the 2001 Mars planet-encircling dust storm. *Icarus*, 2007, n° 186, p. 60-96.
- [29] Carr., M. H. Water on Mars. *Nature*, 1986, n°326(March 5), p. 30-35.
- [30] Chassefière, E. ; Blamont, J. E. ; Krasnopolsky, V. A. ; *et al.*, Vertical structure and size distributions of Martian aerosols from solar occultation measurements, *Icarus*, 1992, n° 97(1), p. 46-69.
- [31] Chassefière, E. ; Drossart, P. ; Korablev, O. Post-Phobos model for the altitude and size distribution of dust in the low Martian atmosphere. *J. Geophys. Res.*, 1995, n° 100(E3), p. 5525-5539.
- [32] Chevrier, V. ; Mathé, P.-E. ; Rochette, P. ; *et al.* Iron weathering products in a CO<sub>2</sub> + (H<sub>2</sub>O or H<sub>2</sub>O<sub>2</sub>) atmosphere: Implications for weathering processes on the surface of Mars. *Geochimica et Cosmochimica Acta*, 2006, n° 70(16), p. 4295-4317.
- [33] Chevrier, V. ; Mathé, P. E. Mineralogy and evolution of the surface of Mars: A review. *Planetary and Space Science*, 2007, n° 55(3), p. 289-314.
- [34] Chevrier, V., Poulet, F., Bibring, J.-P. Early geochemical environment of Mars as determined from thermodynamics of phyllosilicates. *Nature*, 2007, n° 448, p. 60-63.
- [35] Christensen, P. R. Regional dust deposits on Mars - Physical properties, age, and history. *J. Geophys. Res.*, 1986, n° 91, p. 3533-3545.
- [36] Christensen, P. R. Global albedo variations on Mars - Implications for active aeolian transport, deposition, and erosion. *J. Geophys. Res.*, 1988, n° 93, p. 7611-7624.
- [37] Christensen, P. R. ; Morris, R. V. ; Lane, M. D. ; *et al.* Global mapping of Martian hematite mineral deposits: Remnants of water-driven processes on early Mars. *J. Geophys. Res.*, 2001, n°106(E10), p. 23873-23886.
- [38] Clancy, R. T. ; Lee, S. W. A new look at dust and clouds in the Mars atmosphere: analysis of emission-phase-function sequences from global Viking IRTM observations. *Icarus*, 1991, n° 93, p. 135-158.
- [39] Clancy, R. T. ; Lee, S. W. ; Gladstone, G. R., *et al.* A new model for Mars atmospheric dust based upon analysis of ultraviolet through infrared observations from Mariner 9, Viking, and Phobos. *J. Geophys. Res.*, 1995, n° 100(E3), p. 5251-5263.
- [40] Clancy, R. T. ; Sandor, B. J. ; Wolff, M. J. ; *et al.* An intercomparison of ground-based millimeter, MGS TES, and Viking atmospheric temperature measurements: Seasonal and interannual variability of temperatures and dust loading in the global Mars atmosphere. *J. Geophys. Res.*, 2000, n° 105(E4), p. 9553-9571.
- [41] Clancy, R. T. ; Wolff, M. J. ; Christensen, P. R. Mars aerosol studies with the MGS TES emission phase function observations: Optical depths, particle sizes, and ice cloud types versus latitude and solar longitude. *J. Geophys. Res.*, 2003, n° 108(E9), p. 5098.

- [42] Clancy, R. T. ; Wolff, M. J. ; Whitney, B. A. ; *et al.* Mars equatorial mesospheric clouds: Global occurrence and physical properties from Mars Global Surveyor Thermal Emission Spectrometer and Mars Orbiter Camera limb observations. *J. Geophys. Res.*, 2007, n°112(E04004).
- [43] Clark ; Fanale ; Zent. Frost Grain Size Metamorphism: Implications for Remote Sensing of Planetary Surfaces. *Icarus*, 1983, n° 56, p. 233-245.
- [44] Clark, R. N. *Manual of Remote Sensing, Vol. 3*, New York : A.N. Rencz, 1999. Chapter 1: Spectroscopy of Rocks and Minerals, and Principles of Spectroscopy, p 3- 58.
- [45] Clifford, S. M. ; *et al.* The state and future of Mars polar science and exploration. *Icarus*, 2000, n° 144, p. 210-242.
- [46] Colaprete, A. ; Toon, O. B. ; Magalhães, J. A. Cloud formation under Mars Pathfinder conditions. *J. Geophys. Res.*, 1999, n°104(E4), p. 9043-9054.
- [47] Colaprete, A. ; Barnes, J. R. ; Haberle, R. M. ; *et al.* Albedo of the south pole on Mars determined by topographic forcing of atmosphere dynamics. *Nature*, 2005, n° 435(7039), p. 184-188.
- [48] Colburn, D. S. ; Pollack, J. B. ; Haberle, R. M. Diurnal variations in optical depth at Mars. *Icarus*, 1989, n° 79, p. 159-189.
- [49] Conrath, B. J. Thermal structure of the Martian atmosphere during the dissipation of the dust storm of 1971. *Icarus*, 1975, n° 24, p. 36-46.
- [50] Cutts, J. A. Nature and origin of layered deposits of the Martian polar region. *J. Geophys. Res.*, 1973, n° 78(20), p. 4231–4249.
- [51] Dollfus, A. ; Bowell, E. ; Ebisawa, S. The Martian dust storms of 1973 : a polarimetric analysis. *A & A*, n° 134, p. 343-353.
- [52] Domingue, D. ; Hartman, B. ; Verbiscer, A. The Scattering Properties of Natural Terrestrial Snows versus Icy Satellite Surfaces. *Icarus*, 1997, n° 128(1), p. 28-48.
- [53] Douté, S. ; Schmitt B. A multilayer bidirectional reflectance model for the analysis of planetary surface hyperspectral images at visible and near-infrared wavelengths. *J. Geophys. Res.*, 1998, n° 103(E13), p. 31367-31390.
- [54] Douté, S. ; Schmitt B. ; Langevin, Y. ; *et al.* South Pole of Mars: Nature and composition of the icy terrains from Mars Express OMEGA observations. *Planet. Space Sci.*, 2007, n° 55(1-2), p. 113-133.
- [55] Drossart, P. A statistical model for the scattering by irregular particles. *ApJ*, 1990, n° 361, p.L29-L32.
- [56] Drossart, P. ; Rosenqvist, J. ; Erard, S. ; *et al.* Martian aerosol properties from the Phobos/ISM experiment, *Annales Geophysicae*, 1991, n° 9, p. 754-760.

- [57] Elachi, C. *Introduction to the physics and techniques of remote sensing*. John Wiley & Sons ed., 2006, 552 p.
- [58] Encrenaz, T. ; *et al.* A mapping of martian water sublimation during early northern summer using OMEGA/Mars Express. *A & A*, 2005, n° 441(3), p. L9-L12.
- [59] Erard, S. ; Mustard, J. ; Murchie, S. ; *et al.* Martian aerosols: Near-IR spectral properties and effects on the observation of the surface. *Icarus*, 1994, 111, p. 317-337.
- [60] Erard, S. A spectro-photometric model of Mars in the near-infrared. *Geophysical Research Letters*, 2001, n° 28(7), p. 1291-1294.
- [61] Esposito, L. W. ; L. L. House. Radiative transfer calculated from a Markov chain formalism. *ApJ*, 1978, n° 219, p 1058-1067.
- [62] Evans, K. F. The spherical harmonic discrete ordinate method for three-dimensional atmospheric radiative transfer. *J. Atmos. Sci.*, 1998, n° 55, p. 429-446.
- [63] Fedorova, A. A. ; Lellouch, E. ; Titov, D. V. ; *et al.* Remote sounding of the Martian dust from ISO spectroscopy in the 2.7  $\mu\text{m}$  CO<sub>2</sub> bands. *Planet. Space Sci.*, 2002, 50, 3-9.
- [64] Fenton, L. K. ; Pearl, J. C. ; Martin, T. Z. Mapping Mariner 9 Dust Opacities. *Icarus*, 1997, n° 130, p. 115-124.
- [65] Fenton, L. K. ; Geissler, P. E. ; Haberle, R. M. Global warming and climate forcing by recent albedo changes on Mars. *Nature*, 2007, n° 446(7136), p. 646-649.
- [66] Fischer E. M. ; Pieters C. M. The Continuum Slope of Mars: Bidirectional Reflectance Investigations and Applications to Olympus Mons. *Icarus*, 1993, n° 102(2), p. 185-202.
- [67] Fisher, J. A. ; Richardson, M. I. ; Newman, C. E. ; *et al.* A survey of Martian dust devil activity using Mars Global Surveyor Mars Orbiter Camera images, *J. Geophys. Res.*, 2005, n° 110(E03004).
- [68] Fishbaugh, K. E. ; Head, J. W. Origin and characteristics of the Mars north polar basal unit and implications for polar geologic history. *Icarus*, 2005, n° 174(2), p. 444-474.
- [69] Fishbaugh, K. E. ; Poulet, F. ; Chevrier, V. ; *et al.* On the origin of gypsum in the Mars north polar region. *J. Geophys. Res.*, 2007, n° 112(E07002).
- [70] Forget, F. *Le climat de la planète Mars : de l'importance des poussières et des régions polaires*. Thèse de doctorat, Université de Paris VI, 1996.
- [71] Forget, F. ; Hourdin, F. ; Fournier, R. ; *et al.* Improved general circulation models of the Martian atmosphere from the surface to above 80 km. *J. Geophys. Res.*, 1999, n° 104(E10), p. 24155-24175.
- [72] Forget, F. ; Costard, F. ; Lognonné, P. *La planète Mars – histoire d'un autre monde*. Paris : Belin - Pour la Science, 2003.

- [73] Forget, F. ; Dolla, B. ; Vinatier, S. ; *et al.* A very simple algorithm to compute light scattering in optically thin planetary atmosphere. Soumis à *Geophys. Res. Lett.*
- [74] Fouchet, T. ; Bézard, B. ; Drossart, P. ; *et al.* OMEGA/Mars Express limb observations of the Martian dust and atmospheric composition. *6th COSPAR Scientific Assembly*, Held 16 - 23 July 2006, in Beijing, China. Meeting abstract #2485.
- [75] Gendrin, A. *Minéralogie de Mars : l'expérience OMEGA*. Thèse, Univ. Paris 11, 2004.
- [76] Gendrin A. ; Mangold, N. ; Bibring, J.-P. ; *et al.* Sulfates in Martian Layered Terrains: The OMEGA/Mars Express View. *Science*, 2005, n° 307(5715), p. 1587-1591.
- [77] Geissler, P. E. Three decades of Martian surface changes. *J. Geophys. Res.*, 2005, n° 110(E02001).
- [78] Geissler, P. E. ; Tornabene, L. L. ; Verba, C. ; *et al.* HiRISE Observations of Martian Albedo Boundaries. LPSC n° 39, 2008, n° 2352.
- [79] Gilmore, M. S. ; Merrill, M. D. ; Castaño, R. ; *et al.* Effect of Mars analogue dust deposition on the automated detection of calcite in visible/near-infrared spectra. *Icarus*, 2004, n° 172(2), p. 641-646.
- [80] Glotch, T. D. ; Morris, R. V. ; Christensen, P. R. ; *et al.* Effect of precursor mineralogy on the thermal infrared emission spectra of hematite: Application to Martian hematite mineralization. *J. Geophys. Res.*, 2004, n° 109(E07003).
- [81] Goetz, W., *et al.* Indication of drier periods on Mars from the chemistry and mineralogy of atmospheric dust. *Nature*, 2005, n° 436(7047), p. 62-65.
- [82] Golombek, M. P. ; Haldemann, A. F. C. ; Forsberg-Taylor, N. K. ; *et al.* Rock size-frequency distributions on Mars and implications for Mars Exploration Rover landing safety and operations, *J. Geophys. Res.*, 2003, n° 108(E12), p. 8086.
- [83] Golombek, M. P., *et al.* Selection of the Mars Exploration Rover landing sites. *J. Geophys. Res.*, 2003, n° 108(E12), p. 8072.
- [84] Gondet, B., Bibring, J.-P., Langevin, Y. ; *et al.* One Martian year observation of H<sub>2</sub>O ice clouds By OMEGA/Mars Express. Paper presented at the *Second workshop on Mars atmosphere modelling and observations*, Granada, Spain, 2006
- [85] Gooding, J. L. Martian dust particles as condensation nuclei - A preliminary assessment of mineralogical factors. *Icarus*, 1986, n° 66, p. 56-74.
- [86] Grassi, D. ; Formisano V. IRIS Mariner 9 data revisited: 2. Aerosol dust composition. *Planet. Space Sci.*, 2000, n° 48, p. 577-598.
- [87] Greeley, R. ; Leach, R. ; White, B. ; *et al.* Mars - Wind friction speeds for particle movement. *Geophys. Res. Letters*, 1976, n° 3, p. 417-420.



- [88] Greeley, R. Saltation impact as a mean for raising dust on Mars. *Planet. Space Sci.*, 2002, n° 50, p. 151-155.
- [89] Greeley, R. ; Balme, M. R. ; Iversen, J. D. ; *et al.* Martian dust devils: Laboratory simulations of particle threshold, *J. Geophys. Res.*, 2003, n° 108(E5), p. 5041.
- [90] Greeley, R. ; *et al.* Martian variable features: New insight from the Mars Express Orbiter and the Mars Exploration Rover Spirit. *J. Geophys. Res.*, 2005, n° 110(E06002).
- [91] Greeley, R. ; *et al.* Gusev crater: Wind-related features and processes observed by the Mars Exploration Rover Spirit. *J. Geophys. Res.*, 2006, n° 111(E02S09).
- [92] Greeley, R. ; *et al.* Active dust devils in Gusev crater, Mars: Observations from the Mars Exploration Rover Spirit. *J. Geophys. Res.*, 2006, n° 111(E12S09).
- [93] Grundy, W. M. ; Schmitt, B. The temperature-dependent near-infrared absorption spectrum of hexagonal H<sub>2</sub>O ice. *J. Geophys. Res.*, 1998, n° 103(E11), p. 25809-25822.
- [94] Guinness, E. A. ; Arvidson, R. E. ; Dale-Bannister, M. A. ; *et al.* On the spectral reflectance properties of materials exposed at the Viking landing sites. *J. Geophys. Res.*, 1987, p. E575-E587.
- [95] Haberle, R. M. ; *et al.* General circulation model simulations of the Mars Pathfinder atmospheric structure investigation/meteorology data. *J. Geophys. Res.*, 1999, n° 104 (E4), p. 8957-8974
- [96] Haberle, R. M. ; McKay, C. P. ; Schaeffer, J. ; *et al.* On the possibility of liquid water on present-day Mars. *J. Geophys. Res.*, 2001, n° 106(E10), p. 23317-23326.
- [97] Hale, A. S. ; Bass, D. S. ; Tamppari, L. K. Monitoring the perennial martian northern polar cap with MGS MOC. *Icarus*, 2005, n° 174(2), p. 502-512.
- [98] Hamilton, V. E. ; McSween, H. Y. ; Hapke, B. Mineralogy of Martian atmospheric dust inferred from thermal infrared spectra of aerosols. *J. Geophys. Res.*, 2005, 110(E12006)
- [99] Hapke, B. *Theory of Reflectance and Emittance Spectroscopy*. New York : Cambridge Univ. Press, 1993, 455 p.
- [100] Hansen, J. E. ; Travis, L. D. Light scattering in planetary atmospheres. *Space Science Reviews*, 1976, n° 16, p. 527-610.
- [101] Head, J. W. Mars: Evidence for geologically recent advance of the south polar cap. *J. Geophys. Res.*, 2001, n° 106(E5), p. 10075-10085.
- [102] Head, J. W., *et al.* Tropical to mid-latitude snow and ice accumulation, flow and glaciation on Mars. *Nature* 2005, n° 434, p. 346 – 351.
- [103] Herkenhoff, K. E. ; Plaut, J. J. Surface Ages and Resurfacing Rates of the Polar Layered Deposits on Mars. *Icarus*, 2000, n° 144, p. 243-253.

- [104] Herkenhoff, K. E. ; Byrne, S. ; Russell, P. S. ; *et al.* Meter-Scale Morphology of the North Polar Region of Mars. *Science*, 2007, 317, n° 5845, p. 1711.
- [105] Herkenhoff, K. E. ; Byrne, S. ; Fishbaugh, K. E. ; *et al.* HiRISE Observations of the South Polar Region of Mars. *LPSC* n° 39, 2008, p.2361.
- [106] Jakoby, F. The Seasonal and Global Behavior of Water Vapor in the Mars Atmosphere : Complete Global Results of the Viking Atmospheric Water Detector Experiment. *J. Geophys. Res.*, 1982, n° 87, p. 2999-3019.
- [107] James, P. B. ; Kieffer, H. H.; Paige, D. A. The seasonal cycle of carbon dioxide on Mars. In *Mars*. Tucson : Univ. Arizona press, Kieffer H. H. ed., 1992.
- [108] James, P. B. ; Cantor, B. A. Martian North Polar Cap Recession: 2000 Mars Orbiter Camera Observations. *Icarus*, 2001, n° 154(1), p. 131-144.
- [109] James, P. B.; Thomas, P. C. ; Wolff, M. J.; *et al.* MOC observations of four Mars year variations in the south polar residual cap of Mars. *Icarus*, 2007, n° 192, p. 318-326.
- [110] Jaquin, F. ; Gierasch, P. ; Kahn, R. The vertical structure of limb hazes in the Martian atmosphere. *Icarus*, 1986, n° 68, p. 442-461.
- [111] Johnson, J. R. ; Grundy, W. M. ; Lemmon, M. T. Dust deposition at the Mars Pathfinder landing site: observations and modelling of visible/near-infrared spectra. *Icarus*, 2003, n° 163(2), p. 330-346.
- [112] Johnson, J. R. ; *et al.* Spectrophotometric properties of materials observed by Pancam on the Mars Exploration Rovers: 1. Spirit. *J. Geophys. Res.*, 2006, n° 111(E02S14).
- [113] Johnson, J. R. ; *et al.* Spectrophotometric properties of materials observed by Pancam on the Mars Exploration Rovers: 2. Opportunity. *J. Geophys. Res.*, 2006, 111(E12S16).
- [114] Johnson, J. R. ; Shepard, M. K.; Grundy, W. ; *et al.* Spectrogoniometric Measurements and Models of Mars Analog Soils. Paper presented at the *LPSC* n° 38, 2007.
- [115] Jouglet, D. ; Poulet, F. ; Milliken, R. E. ; *et al.* Hydration state of the Martian surface as seen by Mars Express OMEGA: 1. Analysis of the 3 mm hydration feature, *J. Geophys. Res.*, 2007, n° 112(E08S06).
- [116] Jouglet D. ; Poulet F. ; Langevin Y. ; *et al.* OMEGA Long Wavelength channel : data reduction during non-nominal stages, *Planetary and Space Science*, sous presse.
- [117] Kahn, R. Ice haze, snow, and the Mars water cycle. *J. Geophys. Res.* 1990, n° 95, p. 14677-14693.
- [118] Kahre, M. A. ; Murphy, J. R. ; Haberle, R. M. Modeling the Martian dust cycle and surface dust reservoirs with the NASA Ames general circulation model. *J. Geophys. Res.*, 2006, n° 111(E06008).

- [119] Kahre, M. A. ; Hollingsworth, J. L. ; Haberle, R. M. ; *et al.* Investigations of the variability of dust particle sizes in the martian atmosphere using the NASA Ames General Circulation Model. *Icarus*, 2008, n° 195(2), p. 576-597.
- [120] Kieffer, H. H. ; Martin, T. Z. ; Chase, S. C. Jr. ; *et al.* Martian north pole summer temperatures - Dirty water ice. *Science*, 1976, n° 194, p. 1341-1344.
- [121] Kieffer, H. H. H<sub>2</sub>O grain size and the amount of dust in Mars' residual North polar cap. *J. Geophys. Res.*, 1990, n° 95(B2), p. 1481-1493.
- [122] Kieffer H. H. ; Titus, T. N. ; Mullins, K. F. ; *et al.* Mars South polar spring and summer behavior observed by TES: Seasonal cap evolution controlled by frost grain size. *J. Geophys. Res.*, 2000, n° 105, p. 9653-9700.
- [123] Kieffer, H. H. Annual punctuated CO<sub>2</sub> slab-ice and jets on Mars. 2nd International Conference on Mars Polar Science and Exploration, Univ. of Iceland, Reykjavik, 2000.
- [124] Kieffer, H. H., Titus, T. N. TES Mapping of Mars' north seasonal cap. *Icarus*, 2001, n° 154(1), p. 162-180.
- [125] Kieffer H. H. ; Christensen, P. R. ; Titus, T. N. CO<sub>2</sub> jets formed by sublimation beneath translucent slab ice in Mars' seasonal south polar ice cap. *Nature*, 2006, 442, 793-796.
- [126] Kieffer, H. H. Cold jets in the Martian polar caps. *J. Geophys. Res.*, 2007, 112, E08005.
- [127] Kinch, K. M. ; J. Sohl-Dickstein ; J. F. Bell III ; *et al.* Dust deposition on the Mars Exploration Rover Panoramic Camera (Pancam) calibration targets. *J. Geophys. Res.*, 2007, n° 112(E06S03).
- [128] Korablev, O. I. ; Krasnopolsky, V. A. ; Rodin, A. V. ; *et al.* Vertical structure of Martian dust measured by solar infrared occultations from the PHOBOS spacecraft. *Icarus*, 1993, n° 102(1), p. 76-87.
- [129] Korablev, O. ; Moroz, V. I. ; Petrova, E. V. *et al.* and A.V. Rodin, Optical properties of dust and the opacity of the Martian atmosphere. *Adv. in Space Res.*, 2005, 35, p. 21-30.
- [130] Labrot, P. De la planète rouge à l'origine de la vie. <http://www.nirgal.net>. 2008.
- [131] Langevin, Y. ; Poulet, F. ; Bibring, J.-P. ; *et al.* Summer evolution of the North polar cap of Mars as observed by OMEGA/Mars Express. *Science*, 2005, n° 307, p. 1581.
- [132] Langevin, Y. ; Poulet, F. ; Bibring, J.-P. ; *et al.* Sulfates in the North Polar Region of Mars Detected by OMEGA/Mars Express. *Science*, 2005, n° 307(5715), p. 1584-1586.
- [133] Langevin Y. ; Douté, S. ; Vincendon, M. ; *et al.* No signature of clear CO<sub>2</sub> ice from the 'cryptic' regions in Mars' south seasonal polar cap. *Nature*, 2006, n° 442, p. 831-835.

- [134] Langevin, Y. ; Bibring, J-P. ; Montmessin, F. ; *et al.* Observations of the South seasonal cap of Mars during retreat in 2004-2006 by the OMEGA visible/NIR imaging spectrometer on board Mars Express. *J. Geophys. Res.*, 112, E08S12.
- [135] Langevin, Y. ; Poulet, F. ; Vincendon, M. ; *et al.* Water ice in perennial and seasonal caps, surface frost and clouds on Mars: The OMEGA view. *Mars Water Cycle Workshop*, Paris, France, 2008.
- [136] Laskar, J. ; Levrard, B. ; Mustard, J. F. Orbital forcing of the martian polar layered deposits, *Nature*, 2002, n° 419, p. 375-377.
- [137] Lebonnois, S. ; Toubanc, D. Actinic fluxes in Titan's atmosphere, from one to three dimensions: Application to high-latitude composition. *J. Geophys. Res.*, 1999, n° 104(E9), p. 22025-22034.
- [138] Lee, S. W. IRTM Thermal and Albedo Observations of Syrtis Major. *LPSC* 17, 1986.
- [139] Lemmon, M. T. ; *et al.* Atmospheric imaging results from the Mars Exploration Rovers: Spirit and Opportunity. *Science*, 2004, n° 306, p. 1753-1756.
- [140] Lemmon, M. T. Mars Exploration Rover atmospheric imaging: dust storms, dust devils, dust everywhere. *LPSC* n° 37, 2006.
- [141] Lenoble, J. *Atmospheric Radiative transfer*. Hampton : A. Deepak publishing, 1993.
- [142] Leovy, C. ; Mintz Y. Numerical Simulation of the Atmospheric Circulation and Climate of Mars. *J. Atmo. Sci.*, 1969, n° 26(6), p. 1167–1190.
- [143] Leovy, C. Weather and climate on Mars. *Nature*, 2001, n° 412(6843), p. 245-249.
- [144] Levrard, B. ; Forget, F. ; Montmessin, F. Recent formation and evolution of northern Martian polar layered deposits as inferred from a Global Climate Model, *J. Geophys. Res.*, 2007, n° 112(E06012).
- [145] Liu, J. ; Richardson, M. I. ; Wilson, R. J. An assessment of the global, seasonal, and interannual spacecraft record of Martian climate in the thermal infrared. *J. Geophys. Res.*, 2003, n° 108(E8), p. 8-1.
- [146] Loizeau, D., *et al.* Phyllosilicates in the Mawrth Vallis region of Mars. *J. Geophys. Res.*, 2007, n° 112(E08S08).
- [147] Määttänen, A. ; Vehkamäki, H. ; Lauri, A. ; *et al.* Nucleation studies in the Martian atmosphere. *J. Geophys. Res.*, 2005, n°110(E02002).
- [148] Mallama, A. The magnitude and albedo of Mars. *Icarus*, 2007, n° 192(2), p. 404-416.
- [149] Mangold, N., *et al.* Mineralogy of the Nili Fossae region with OMEGA/Mars Express data: 2. Aqueous alteration of the crust. *J. Geophys. Res.*, 2007, n° 112(E08S04).

- [150] Markiewicz, W. J. ; Sablotny, R. M. ; Keller, H. U. ; *et al.* Optical properties of the Martian aerosols as derived from Imager for Mars Pathfinder midday sky brightness data. *J. Geophys. Res.*, 1999, n° 104(E4), p. 9009-9018.
- [151] Martin, T. Z., Thermal Infrared Opacity of the Mars Atmosphere. *Icarus*, 1986, 66, p. 2
- [152] McConnochie, T. H. ; Smith, M. D. Limb-sounding of Aerosols with the Mars Global Surveyor Thermal Emission Spectrometer (TES). *Seventh International Conference on Mars*, held July 9-13, 2007 in Pasadena, California, p.3345.
- [153] McGuire, P. C. ; Wolff, M. J. ; Arvidson, R. E. ; *et al.* Retrieval of surface Lambert albedos from the Mars Reconnaissance Orbiter CRISM data. *LPSC* n° 37, 2006.
- [154] Melchiorri, R. ; Drossart, P. ; Fouchet, T. ; *et al.* A simulation of the OMEGA/Mars Express observations: Analysis of the atmospheric contribution. *Planet. Space Sci.*, 2006, n° 54, p. 774-783.
- [155] Melchiorri, R. *et al.* Water vapor mapping on Mars using OMEGA/Mars Express. *Planet. Space Sci.*, 2007, n° 55(3), p. 333-342.
- [156] Michelangeli, D. V. ; Toon, O. B. ; Haberle, R. M. ; *et al.* Numerical simulations of the formation and evolution of water ice clouds in the Martian atmosphere. *Icarus*, 1993, n° 102(2), p. 261-285.
- [157] Middleton, W. E. K. ; Mungall A. G. The luminous directional reflectance of snow. *J. Opt. Soc. Am.*, 1952, n° 42, p. 572-579.
- [158] Mie, G. Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen, *Ann. Phys. Leipzig*, 1908, n° 25, p. 377–445.
- [159] Milkovich, S. M. ; Head, J. W. III. North polar cap of Mars: polar layered deposit characterization and identification of a fundamental climate signal. *J. Geophys. Res.*, 2005, n° 110(E01005).
- [160] Mishchenko, M. I. ; Travis L. D. Capabilities and limitations of a current FORTRAN implementation of the T-matrix method for randomly oriented, rotationally symmetric scatterers. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 1998, n° 60, p. 309-324.
- [161] Mishchenko, M. I. ; Travis, L. D. ; Lacis, A. A. *Scattering, Absorption, and Emission of Light by Small Particles*. Cambridge : Cambridge University Press, 2002.
- [162] Montmessin, F. ; Rannou, P. ; Cabane, M. New insights into Martian dust distribution and water-ice cloud microphysics. *J. Geophys. Res.*, 2002, n° 107(E6), p. 4-1.
- [163] Montmessin, F. ; Forget, F. ; Rannou, P. ; *et al.* Origin and role of water ice clouds in the Martian water cycle as inferred from a general circulation model. *J. Geophys. Res.*, 2004, n° 109(E10004).

- [164] Montmessin, F. ; Quémerais, E. ; Bertaux, J. L. ; *et al.* Stellar occultations at UV wavelengths by the SPICAM instrument: Retrieval and analysis of Martian haze profiles. *J. Geophys. Res.*, 2006, n° 111(E09S09).
- [165] Montmessin, F. ; Gondet, B. ; Bibring, J.-P. ; *et al.* Hyperspectral imaging of convective CO<sub>2</sub> ice clouds in the equatorial mesosphere of Mars. *J. Geophys. Research*, 2007, n° 112(E11).
- [166] Morris, R. V. ; Agresti, D. G. ; Lauer, H. V. ; *et al.* Evidence for pigmentary hematite on Mars based on optical, magnetic, and Moessbauer studies of superparamagnetic (nanocrystalline) hematite. *J. Geophys. Res.*, 1989, n° 94, p. 2760-2778.
- [167] Morris, R. V. ; Gooding, J. L. ; Lauer, H. V., Jr. ; *et al.* Origins of Marslike spectral and magnetic properties of a Hawaiian palagonitic soil. *J. Geophys. Res.*, 1990, 95, 14427.
- [168] Morris, R. V., *et al.* Mössbauer mineralogy of rock, soil, and dust at Meridiani Planum, Mars: Opportunity's journey across sulfate-rich outcrop, basaltic sand and dust, and hematite lag deposits. *J. Geophys. Res.*, 2006, n° 111(E12S15).
- [169] Mouginot, J. ; Kofman, W. ; Safaeinili, A. ; *et al.* Thickness of South Polar Residual Cap of Mars by MARSIS. *LPSC* n° 39, 2008, p.1723.
- [170] Murchie, S. ; *et al.* Compact Reconnaissance Imaging Spectrometer for Mars (CRISM) on Mars Reconnaissance Orbiter (MRO), *J. Geophys. Res.*, 2007, n° 112(E05S03).
- [171] Murphy, J. R. ; Leovy, C. B. ; Tillman, J. E. Observations of Martian surface winds at the Viking Lander 1 site. *J. Geophys. Res.*, 1990, n° 95, p. 14555-14576.
- [172] Murphy, J. R. ; Haberle, R. H. ; Toon, O. B. ; *et al.* Martian Global Dust Storms: Zonally Symmetric Numerical Simulations Including Size-Dependent Particle Transport, *J. Geophys. Res.*, 1993, n° 98(E2), p. 3197-3220.
- [173] Murphy, J. R. ; Nelli, S. Mars Pathfinder convective vortices : Frequency of occurrence. *Geophys. Res. Letters*, 2002, n° 29(23), p. 2103.
- [174] Mustard, J. F. ; Poulet, F. ; Gendrin, A. ; *et al.* Olivine and pyroxene diversity in the crust of Mars, *Science*, 2005, n° 307, p. 1594.
- [175] Neumann, G. A. ; Smith, D. E. ; Zuber, M. T. Two years of clouds detected by the Mars Orbiter Laser Altimeter. *J. Geophys. Res.*, 2003, n° 108(E4), p. 5023.
- [176] Neukum, G. ; *et al.* Recent and episodic volcanic and glacial activity on Mars revealed by the High Resolution Stereo Camera, *Nature*, 2004, n° 432, p. 971 – 979.
- [177] Newman, C. E. ; Lewis, S. R. ; Read, P. L., *et al.* Modeling the Martian dust cycle, 1. Representations of dust transport processes. *J. Geophys. Res.*, 2002, n° 107(E12), 6-1.

- [178] Newman, C. E. ; Lewis, S. R. ; Read, P. L. ; *et al.* Modeling the Martian dust cycle 2. Multiannual radiatively active dust transport simulations. *J. Geophys. Res.*, 2002, n° 107(E12), p. 7-1.
- [179] Noe Dobrea, E. ; Bell III, J. F. ; Wolff, M. J. ; *et al.* Global-scale near infrared variability on Mars: Analysis of 2003 Mars opposition observations from HST/NICMOS. *Icarus*, 2008, n° 193, p. 112–124.
- [180] Nowicki, S. A. ; Christensen, P. R. Rock abundance on Mars from the Thermal Emission Spectrometer. *J. Geophys. Res.*, 2007, n° 112(E05007).
- [181] Ockert-Bell, M.E. ; Bell III, J.F. ; Pollack, J. B. ; *et al.* Absorption and scattering properties of the Martian dust in the solar wavelengths. *J. Geophys. Res.*, 1997, n° 102(E4), p. 9039-9050.
- [182] Paige, D. A. *The Annual Heat Balance of the Martian Polar Caps from Viking Observations*. Thesis, California Institute of Technology, Pasadena, California, 1985.
- [183] Paige, D. A. ; Kieffer, H. H. Non-linear frost albedo feedback on Mars: Observations and models. *Workshop Evol. Mart. Atmo.*, LPI Tech Rept. 86-07, pp. 33–34., 1986.
- [184] Paige, D. A. ; Bachman, J. E. ; Keegan, K. D. Thermal and albedo mapping of the polar regions of Mars using Viking thermal mapper observations 1. North Polar Region. *J. Geophys. Res.*, 1994, n° 99(E12), p. 25959-25991.
- [185] Paige, D. A. After the Mars Polar Lander: Where to Next? *International Conference on Mars Polar Science and Exploration*, 2000, p. 140.
- [186] Palluconi, F.D. ; Kieffer, H. H. Thermal inertia mapping of Mars from 60°S to 60°N. *Icarus*, 1981, n° 45, p. 415–426.
- [187] Perrier, S. ; Bertaux, J.-L. ; Lefèvre, F. ; *et al.* Global distribution of total ozone on Mars from SPICAM/MEX UV measurements. *J. Geophys. Res.*, 2006, n° 111(E09S06).
- [188] Petrova, E. V. Mars aerosols optical thickness retrieved from measurements of the polarization inversion angle and the shape of dust particles. *J. Quantit. Spec. Rad. Trans.*, 1999, n° 63, p667.676.
- [189] Pierangelo, C. *Apports du sondage infrarouge à l'étude des aérosols atmosphériques – Application aux instruments HIRS et AIRS: caractérisation des aérosols en épaisseur optique, en altitude et en taille*. Thèse de doctorat, Univ. P. et M. Curie, 2005.
- [190] Piqueux, S. ; Byrne, S. ; Richardson, M. I. Sublimation of Mars's southern seasonal CO<sub>2</sub> ice cap and the formation of spiders, *J. Geophys. Res.*, 2003, n° 108(E8), 5084.
- [191] Pitman, K. M., *et al.* Titan surface-atmospheric separation models for Cassini VIMS: Spherical-Shell radiative transfer model. *LPSC n°39*, 2008, n°1911.

- [192] Plaut., J. J., *et al.* Subsurface Radar Sounding of the South Polar Layered Deposits of Mars. *Science*, 2007, n° 316(5821), p. 92.
- [193] Pleskot, L. K. ; Miner, E. D. Time variability of Martian bolometric albedo. *Icarus*, 1981, n° 45, p. 179-201.
- [194] Pollack, J. B. ; Cuzzi, J. N. Scattering by nonspherical particles of size comparable to wavelength - A new semi-empirical theory and its application to tropospheric aerosols. *J. Atmos. Sci.*, 1980, n° 37, p. 868-881.
- [195] Pollack, J. B. ; Ockert-Bell, M. E. ; Shepard, M. K. Viking Lander image analysis of Martian atmospheric dust. *J. Geophys. Res.*, 1995, n° 100(E3), p. 5235-5250.
- [196] Pommerol, A. ; Schmitt, B. ; Brissaud, O. Experimental Study of Water Exchange Between Regolith and Atmosphere Under Martian Conditions: Thermodynamics and Spectroscopy. *LPSC* n°39, 2008, p.1874.
- [197] Pommerol, A. ; Schmitt, B. *J. Geophys. Res.*, 2008, soumis.
- [198] Poulet, F., Cuzzi, J. N. ; Cruikshank, D. P. ; *et al.* Comparison between the Shkuratov and Hapke scattering theories for solid planetary surfaces. Application to the surface composition of two centaurs. *Icarus*, 2002, n° 160(2), p. 313–324.
- [199] Poulet, F. ; Bibring, J.-P. ; Mustard, J. F. ; *et al.* Phyllosilicates on Mars and implications for early martian climate. *Nature*, 2005, n° 438(7068), p. 623-627.
- [200] Poulet F. ; Bibring, J.-P. ; Langevin, Y. ; *et al.* Quantitative compositional analysis of Martian mafic regions using MEx/OMEGA reflectance data: 1. Methodology, uncertainties and examples of application. *Icarus*, soumis.
- [201] Rannou, P. ; Perrier, S. ; Bertaux, J.-L. ; *et al.* Dust and cloud detection at the Mars limb with UV scattered sunlight with SPICAM. *J. Geophys. Res.*, 2006, 111(E09S10).
- [202] Roach, L. ; Mustard, J. F. ; Murchie, S. ; *et al.* Testing Evidence of recent hydration state change in sulfates on Mars. *J. Geophys. Res.*, soumis.
- [203] Rogers, A. D. ; Bandfield, J. L. ; Christensen, P. R. Global spectral classification of Martian low-albedo regions with Mars Global Surveyor Thermal Emission Spectrometer (MGS-TES) data. *J. Geophys. Res.*, 2007, n° 112(E02004).
- [204] Rogers, A. D. ; Christensen, P. R. Surface mineralogy of Martian low-albedo regions from MGS-TES data: Implications for upper crustal evolution and surface alteration. *J. Geophys. Res.*, 2007, n° 112(E01003).
- [205] Ruff, S. W. ; Christensen P. R. Bright and dark regions on Mars: Particle size and mineralogical characteristics based on Thermal Emission Spectrometer data. *J. Geophys. Res.*, 2002, n° 107(E12), p. 5127.



- [206] Sagan, C. J. ; Veverka, P. ; Fox, R. ; *et al.* Variable Features on Mars : Preliminary Mariner 9 Television Results. *Icarus*, 1972, n° 17, p. 346-372.
- [207] Santer, R. ; Deschamps, M. ; Ksanfomaliti, L. V. ; *et al.* Photopolarimetry of Martian aerosols II. Limb and terminator measurements. *A. & A.*, n° 158, p. 247-258.
- [208] Schmitt, B. ; Douté, S. ; Langevin, Y. ; *et al.* Northern seasonal condensates on Mars by OMEGA/Mars Express. Paper presented at the LPSC n° 36, 2005.
- [209] Schmidt, F. *Classification de la surface de Mars par imagerie hyperspectrale OMEGA. Suivi spatio-temporel et étude des dépôts saisonniers de CO<sub>2</sub> et H<sub>2</sub>O.* Thèse, Université Joseph Fourier – Grenoble I, 2007.
- [210] Schmidt, F. ; Douté, S. ; Schmitt, B. ; *et al.* Albedo control of the seasonal south polar cap recession. *Icarus*, 2008, sous presse.
- [211] Shkuratov, Y. ; Starukhina, Y. ; Hoffmann, H. ; *et al.* A model of spectral albedo of particulate surfaces: implications for optical properties of the Moon. *Icarus*, 1999, n° 137, p. 235–246.
- [212] Smith, D. E., *et al.* The Global Topography of Mars and Implications for Surface Evolution. *Science*, 1999, n° 284(5419), p. 1495-1503.
- [213] Smith, M. D. ; Bandfield, J. L. ; Christensen, P. R. Separation of atmospheric and surface features in Mars Global Surveyor Thermal Emission Spectrometer (TES) spectra. *J. Geophys. Res.*, 2000, n° 105(E4), p. 9589-9607.
- [214] Smith, M. D. ; Pearl, J. C. ; Conrath, B. J. ; *et al.* Mars Global Surveyor Thermal Emission Spectrometer (TES) observations of dust opacity during aerobraking and science phasing. *J. Geophys. Res.*, 2000, n° 105(E4), p. 9539-9552.
- [215] Smith, M. D., Conrath, B. J. ; Pearl, J. C. ; *et al.* Thermal Emission Spectrometer Observations of Martian Planet-Encircling Dust Storm 2001A. *Icarus*, 2002, 157, 259.
- [216] Smith, M. D. Interannual variability in TES atmospheric observations of Mars during 1999–2003, *Icarus*, 2004, n° 167(1), p. 148-165.
- [217] Smith, M. D. TES atmospheric temperature, aerosol optical depth, and water vapour observations 1999-2004. 2<sup>nd</sup> *workshop Mars atom. model. obs.*, 2006.
- [218] Smith, M. D. Spacecraft observations of the Martian atmosphere. *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.*, 2008, n° 36, p. 191-219.
- [219] Smith, M. D. CRISM observations of water vapor. *Mars Water Cycle Workshop*, 2008.
- [220] Smith, P. H. ; Lemmon, M. T. Opacity if the Marian atmosphere measured by the Imager for Mars Pathfinder. *J. Geophys. Res.*, 1999, n° 104(E4), p. 8975-8985.

- [221] Sobolev, V. V. Light scattering in planetary atmospheres. Elmsford : Pergamon Press, 1975.
- [222] Soderblom, L. A. ; Malin, M. C. ; Cutts, J. A. ; *et al.* Mariner 9 observations of the surface of Mars in the north polar region. *J. Geophys. Res.*, 1973, 78(20), 4197-4210.
- [223] Soderblom, J. M.. PhD Thesis. 2007.
- [224] Soderblom, J. M. ; Wolff, M. J. ; Bell III, J. F. Temporal variations in the size distribution of Martian atmospheric dust from Mars Exploration Rover NavCam observations. *LPSC* n°39, 2008, n° 1884.
- [225] Squyres, S. W. The evolution of dust deposits in the Martian north polar region. *Icarus*, 1979, n° 40, p. 244-261.
- [226] Squyres, S. In Situ Evidence for an Ancient Aqueous Environment at Meridiani Planum, Mars. *Science*, 2004, n° 306(5702), p. 1709-1714.
- [227] Stamnes, K., Tsay, S.-C. ; Wiscombe, W. ; *et al.* Numerically stable algorithm for discrete-ordinate-method radiative transfer in multiple scattering and emitting layered media. *Appl. Opt.* 1988, n° 27, p. 2502-2509.
- [228] Szewast, M. A. ; Richardson, M. I. ; Vasavada, A. R. Surface dust redistribution on Mars as observed by the Mars Global Surveyor and Viking orbiters. *J. Geophys. Res.*, 2006, n° 111(E11008).
- [229] Tamppari, L. K. ; *et al.* Atmospheric Characteristics Expected at the Phoenix Landing Season and Location. *7<sup>th</sup> Intern. Conf. Mars*, 2007, p.3147.
- [230] Tamppari, L. K. ; Smith, M. D. ; Bass, D. ; *et al.* Water-ice clouds and dust in the north polar region of Mars using MGS TES data. *Planet. Space Sci.*, 2008, n° 56, p. 227–245.
- [231] Tanaka, K. ; Scott D. Geologic map of the polar regions of Mars. *U.S.G.S. Misc. Invest. Ser. Map* I-1802-C, 1987.
- [232] Thomas, P. ; Gierasch, P. J. Dust devils on Mars. *Science*, 1985, n° 230, p. 175-177.
- [233] Thomas, P. C. ; Malin, M. C. ; James, P. B. ; *et al.* South polar residual cap of Mars: Features, stratigraphy, and changes. *Icarus*, 2005, n° 174(2), p. 535-559.
- [234] Titus, T. N. ; Kieffer, H. H. ; Langevin, Y. ; *et al.* Bright Fans in Mars Cryptic Region Caused by Adiabatic Cooling of CO<sub>2</sub> Gas Jets. AGU, Fall Meeting 2007, #P24A-05.
- [235] Tomasko, M. G. ; Doose, L. R. ; Lemmon, M. ; *et al.* Properties of dust in the Martian atmosphere from the Imager on Mars Pathfinder. *J. Geophys. Res.*, 1999, 104(E4), 8987
- [236] Toigo, A. D., Richardson, M. I. Seasonal variation of aerosols in the Martian atmosphere. *J. Geophys. Res.*, 2000, n° 105(E2), p. 4109-4121.

- [237] Toigo, A. D. ; Richardson, M. I. ; Wilson, R.,J. ; *et al.* A first look at dust lifting and dust storms near the south pole of Mars with a mesoscale model. *J. Geophys. Res.*, 2002, n°107(E7), p. 4-1.
- [238] Toon, O. B. ; Pollack, J. B. ; Sagan, C. Physical properties of the particles composing the Martian dust storm of 1971-1972. *Icarus*, 1977, n° 30, p. 663-696.
- [239] Tran, T.-T. ; Rannou, P. Comparing 3D spherical Monte-Carlo and 2-stream parallel plane simulation of far-field backscattering image of Titan. *Notes Pôle Planétol.* 2, Inst. Pierre-Simon Laplace, Paris, 2004.
- [240] Vali, G. Ice nucleation – A review. *J. Rech. Atmos.*, 1996, n° 19, p. 105-115.
- [241] Vincendon, M. ; Langevin, Y. ; Poulet, F. ; *et al.* Recovery of surface reflectance spectra and evaluation of the optical depth of aerosols in the near-IR using a Monte-Carlo approach: Application to the OMEGA observations of high latitude regions of Mars. *J. Geophys. Res.*, 2007, n° 112(E08S13).
- [242] Vincendon, M. ; Langevin, Y. ; Poulet, F.; *et al.* Dust aerosols above the south polar cap of Mars as seen by OMEGA. *Icarus*, 2008, n° 196(2), p. 488-505.
- [243] Wall, S. D. Analysis of condensates formed at the Viking 2 lander site - The first winter. *Icarus*, 1981, n° 47, p. 173-183.
- [244] Wang, H. ; Ingersoll, A. P. Martian clouds observed by Mars Global Surveyor Mars Orbiter Camera. *J. Geophys. Res.*, 2002, 107(E10), p. 5078.
- [245] Warren, S. G.; Brandt, R. E.; O’Rawe Hinton, P. Effect of surface roughness on bidirectional reflectance of Antarctic snow. *J. Geophys. Res.*, 1998, 103(E11), 25789.
- [246] White, B. R. ; Greeley, R. ; Iversen, J. D. ; *et al.* Estimated grain saltation in a Martian atmosphere. *J. Geophys. Res.*, 1976, n° 81, p. 5643-5650.
- [247] White, B. R. ; Lacchia, B. M. ; Greeley, R. ; *et al.* Aeolian behavior of dust in a simulated Martian environment. *J. Geophys. Res.*, 1997, n° 102(E11), 25629 – 25640.
- [248] Whitney, B. A. ; Wolff, M. J. ; Clancy, R. T. Monte Carlo radiation transfer model for Mars. *Fifth International conference on Mars*, 1999.
- [249] Wolff, M. J. ; Clancy, R. T. Constraints on the size of Martian aerosols from Thermal Emission Spectrometer observations. *J. Geophys. Res.*, 2003, 108(E9), 1-1, p. 5097.
- [250] Wolff, M. J., *et al.* Constraints on dust aerosols from the Mars Exploration Rovers using MGS overflights and Mini-TES. *J. Geophys. Res.*, 2006, n° 111(E12S17).
- [251] Wolff, M. J. ; Clancy, R. T. ; Arvidson, R. ; *et al.* Atmospheric Science using CRISM EPF Sequences. *American Geophysical Union*, Fall Meeting 2006, #P23B-0060.

- [252] Wyatt, P. J. Scattering of Electromagnetic Plane Waves from Inhomogeneous Spherically Symmetric Objects. *Phys. Rev.*, 1962, n° 127, p. 1837 – 1843.
- [253] Xie H., Guana, H. ; Zhua, M. ; *et al.* A conceptual model for explanation of Albedo changes in Martian craters. *Planet. Space Sci.*, 2008, n° 56, p. 887–894.
- [254] Yen et al. An integrated view of the chemistry and mineralogy f martian soils. *Nature*, 2005, n° 436, p. 49-54.
- [255] Zazova, L., et al. Water clouds and dust aerosols observations with PFS MEX at Mars. *Planet. Space Sci.*, 2005, n° 53(10), p. 1065-1077.
- [256] Zurek, R. W. ; Martin, L. J. Interannual Variability of Planet-Encircling Dust Storms on Mars. *J. Geophys. Res.*, 1993, 98(E2), p. 3247-3259.
- [257] Wuttke, M. W. ; Keller, H. U. ; Markiewicz, W. J. Properties of dust in the Mars atmosphere : a revised analysis of Phobos/KRFM data. *Planet. Space Sci.*, 1997, n°45(3), p. 281-288.

## Publications

- 1) Langevin, Y., S. Doute, M. Vincendon, F. Poulet, J.-P. Bibring, B. Gondet, B. Schmitt, F. Forget (2006), No signature of clear CO<sub>2</sub> ice from the ‘cryptic’ regions in Mars’ south seasonal polar cap. *Nature*, 442, 790 – 792.
- 2) Vincendon, M., Y. Langevin, F. Poulet, J.-P. Bibring, B. Gondet (2007), Recovery of surface reflectance spectra and evaluation of the optical depth of aerosols in the near-IR using a Monte Carlo approach: Application to the OMEGA observations of high-latitude regions of Mars. *Journal of Geophysical Research*, 112, E08S13.
- 3) Langevin, Y., J.-P. Bibring, F. Montmessin, F. Forget, M. Vincendon, S. Doute, F. Poulet, B. Gondet (2007), Observations of the south seasonal cap of Mars during recession in 2004–2006 by the OMEGA visible/near-infrared imaging spectrometer on board Mars Express. *Journal of Geophysical Research*, 112, E08S12.
- 4) Vincendon, M., Langevin, Y., Poulet, F., Bibring, J.-P., Gondet, B., Jouglet, D., OMEGA team (2008), Dust aerosols above the south polar cap of Mars as seen by OMEGA. *Icarus*, 196, 2, 488-505.
- 5) Schmidt, F., S. Doute, B. Schmitt, M. Vincendon, Y. Langevin, J.-P. Bibring, OMEGA team (2008), Albedo control of the seasonal south polar cap recession. *Icarus*, sous presse.
- 6) Jouglet, D., Poulet, F., Langevin, Y., Bibring, J.-P., Gondet, B., Vincendon, M., Berthe, M. (2008), OMEGA long wavelength channel : Data reduction during non-nominal stages. *Planetary and Space Science*, sous presse.
- 7) Vincendon, M., Langevin, Y., Poulet, F., Pommerol, A., Wolff, M., Bibring, J.-P., Gondet, B., Jouglet, D., Yearly and seasonal variations of low albedo surfaces on Mars in the OMEGA/Mex dataset: constraints on aerosols properties and dust deposits. *Icarus*, accepté avec révisions mineures.